



HAL
open science

Nonlinear effects in high-power double-clad Er³⁺/Yb³⁺ fiber lasers and amplifiers

Elena Olmedo Herrero

► **To cite this version:**

Elena Olmedo Herrero. Nonlinear effects in high-power double-clad Er³⁺/Yb³⁺ fiber lasers and amplifiers. domain_other. Télécom ParisTech, 2003. English. NNT: . pastel-00000743

HAL Id: pastel-00000743

<https://pastel.hal.science/pastel-00000743>

Submitted on 14 Feb 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

PRÉSENTÉE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'ÉCOLE
NATIONALE SUPÉRIEURE DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

Spécialité : Électronique et Communications

Elena OLMEDO HERRERO

**Étude des effets non linéaires dans les lasers et
amplificateurs de puissance à fibre double gaine
dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$.**

Soutenue le 12 décembre 2003 devant le jury composé de

Didier ERASME	Président
Pascal BESNARD	Rapporteurs
François SANCHEZ	
Georges ALQUIÉ	Examineurs
Éric PICHOLLE	
Philippe ROY	
Yves JAOUËN	Directeur de thèse
Sylvain BORDAIS	Invité

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu Yves Jaouën de m'avoir accueillie au sein du groupe Télécommunications Optiques du département 'Communications et Electronique' de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris. Je voudrais aussi le remercier de sa disponibilité et du temps consacré à ce travail. Sans lui, il n'aurait jamais vu le jour. Merci également des moments passés autour d'un verre -ou deux- quelque part dans la Butte-aux-Cailles.

Merci aux autres membres du département de m'avoir permis de travailler dans de bonnes conditions pendant trois ans : Claude Chabran, Cédric Ware, Guy Débarge, Didier Erasme, Renaud Gabet, Philippe Gallion ...

Merci également à Gabor Kulcsar de sa collaboration tout au long de ce travail, ainsi qu'à Guillaume Canat de son énorme contribution à la partie dédiée à la diffusion Brillouin.

Danielle Childz, Marie Baquero, Chantal Cadiat, Alain Croullebois, merci des milliers de petits services rendus et des conseils pratiques donnés, toujours avec un grand sourire.

Je sais gré à Pascal Besnard de l'ENSSAT, François Sanchez de l'Université d'Angers, Eric Picholle de l'Université de Nice, Philippe Roy de l'Université de Limoges, Georges Alquié de l'Université Pierre et Marie Curie et Sylvain Bordais de Keopsys de m'avoir fait l'honneur de participer à ce jury.

Je voudrais remercier Bernard Robinet pour ses conseils et sa proximité, ainsi que Marie-Christine Le Garff et Iwona Fagot pour les mêmes raisons.

Un grand merci à tous les thésards et stagiaires qui ont rendu plaisante chaque journée, tant à l'intérieur comme à l'extérieur de l'école. Je voudrais remercier plus particulièrement à Christophe pour m'avoir appris toutes les nuances du verlan, à Sébastien pour m'avoir secouru lorsque j'en ai eu besoin (lorsqu'on est baraqué...), à David pour l'énorme travail de relecture et correction du manuscrit (merki !!), à Bruno pour ses Questions pour un champion, ses moments à la JP et tous les autres moments (balé, balé !!), à Lydia pour son écoute, à Carlos, à Cédric, à Sophie, à Anne-Laure, à Fabien, à Isabelle, à Stefan, à Désiré, à Fernando, à Robson, à Beatriz, à Gabriel, ... pour tous les moments passés ensemble. La liste est longue. Merci également aux RABmates pour leur patience les jours 'sans viande', et pour tous les instants partagés autour d'une... verveine.

Gracias papá, mamá, Jose, Javi, Guiller, por vuestro apoyo constante y por estar ahí en todo momento. Aunque no os lo diga muy a menudo, os lo debo todo.

Gracias a Elena, Olga, Jose, Jacobo, Cristina, Pablo, Pili ... por haberme demostrado que la amistad existe y que resiste a los kilómetros.

También quiero darle las gracias a Graziella Fragnito por haberme enseñado a adorar el francés. Seguramente te debo el hecho de estar aquí, que no es poco.

Merci Laurent pour la place que tu as prise dans ma vie, pour ta patience et pour m'avoir appris à lire dans les silences. Comme tu l'as dit une fois, le reste ne s'écrit pas.

Résumé

Depuis quelques années, nous assistons à une augmentation soutenue de la demande en puissance des sources optiques. L'introduction des fibres à double gaine dopées $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ dans la conception des lasers et des amplificateurs a permis l'obtention de puissances très élevées, impossibles à imaginer quelques années auparavant. L'évolution de cette technologie, conçue en principe pour des systèmes télécom, permet d'envisager de nombreuses applications dans d'autres secteurs tels que le médical, la découpe laser, le marquage, le lidar, le perçage, le soudage, ou le traitement de surface, entre autres.

Du fait des fortes puissances mises en jeu dans de tels composants, l'apparition des effets non linéaires devient incontournable. Les effets non linéaires sont à l'origine d'interférences ou de distorsions qui dégradent considérablement les signaux. La compréhension de ces effets devient donc indispensable dans l'optique de trouver des règles d'ingénierie aidant à les minimiser lors de la conception de nouveaux composants.

Ce mémoire présente une contribution, à la fois théorique et expérimentale, à l'étude des effets non linéaires dans les lasers et amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, et plus particulièrement sur l'automodulation de phase et la diffusion Brillouin stimulée.

L'automodulation de phase a été traitée dans le cas des impulsions d'une durée inférieure à 4 ps. Après une mise en évidence expérimentale, un outil de simulation a été créé à l'aide de l'équation de Schrödinger non linéaire avec gain. Afin

d'obtenir des impulsions de puissance supérieure à celle imposée par l'automodulation de phase, un système d'amplification d'impulsions utilisant l'architecture CPA ('Chirped Pulse Amplification') a été mis en place, permettant l'obtention d'impulsions de 450 fs avec une puissance crête supérieure à 35 kW.

Dans le cas des impulsions larges -d'une durée supérieure à 10 ns-, la puissance maximum est limitée par un autre effet : la diffusion Brillouin stimulée. Cet effet a également été mis en évidence de façon expérimentale, puis modélisé à l'aide d'un système de cinq équations couplées. Comme dans le cas de l'automodulation de phase, un outil de simulation a été créé. D'autres effets, tels que la diffusion Raman stimulée ou l'amplification paramétrique ont également été étudiés de façon expérimentale.

Abstract

Over the last few years there has been a large increase in the output power required of optical sources. The introduction of double-clad $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ doped fibers in the design of lasers and amplifiers has made it possible to obtain much higher power, which was hardly conceivable a few years ago. We can now envisage applying this technology, which was initially used in telecom devices, to other fields like medical, laser cutting, laser branding, lidar, drilling, welding, etc.

Due to the high powers used in these devices, the apparition of nonlinear effects is inevitable. Nonlinear effects cause interference or distortion which damage the quality of the signals. Thus, understanding nonlinearities is essential in order to find engineering guidelines which reduce them when designing new devices.

This work presents a theoretical and experimental contribution to the study of nonlinear effects in high-power double-clad $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ doped fiber amplifiers and lasers, specially self-phase modulation and stimulated Brillouin scattering.

Self-phase modulation has been studied for pulses shorter than 4 ps. After the experimental set-up, a simulation tool has been created using the nonlinear Schrödinger equation with gain. So as to obtain more powerful pulses than self-phase modulation enables, a chirped pulse amplification system has been set up. Pulses as short as 450 fs with more than 35 kW of peak power have been obtained.

For large impulsions -more than 10 ns-, the maximum output power is limited by another nonlinear effect: stimulated Brillouin scattering. This effect has been studied experimentally and modelled by a five-coupled equation system. As well as for self-phase modulation, a simulation tool has been set up. Other effects, such as stimulated Raman scattering or parametric amplification have also been investigated.

Table des matières

Introduction	11
<u>Chapitre 1</u>	
Les amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	15
1.1 Les fibres dopées	16
1.2 Structure d'une fibre dopée à double gaine	17
1.3 Types de géométries de la gaine	19
1.4 Injection de la pompe	21
1.5 Les fibres codopées $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	24
1.5.1 Les fibres dopées Er^{3+}	24
1.5.2 Intérêt du codopage erbium-ytterbium	26
1.5.3 Modèle du mécanisme de transfert d'énergie dans une fibre co-dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	27
1.5.3.1 Equations du transfert d'énergie	28
1.5.3.2 Spectres d'absorption et de gain	29
1.6 Les amplificateurs à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	32
1.6.1 Modèle de l'amplificateur	32
1.6.2 Spectre de gain des amplificateurs $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	36
1.6.3 Architecture de l'amplificateur à fibre double gaine $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	36
1.6.4 Utilisation des amplificateurs en régime WDM	37

1.7 Conclusion	38
1.8 Bibliographie	39

Chapitre 2

Introduction aux effets non linéaires dans les amplificateurs de puissance à fibre	43
2.1 Effet Kerr	45
2.2 Diffusion Brillouin stimulée	47
2.3 Diffusion Raman stimulée	50
2.4 Amplification paramétrique	53
2.4.1 Introduction à l'amplification paramétrique	53
2.4.2 Mise en évidence de l'amplification paramétrique dans les amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	55
2.5 Tableau comparatif des différents effets non linéaires dans les fibres à double gaine dopées $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	57
2.6 Conclusion	58
2.7 Bibliographie	58

Chapitre 3

L'effet Kerr dans les amplificateurs de puissance à fibre	61
3.1 Mélange à quatre ondes	62
3.1.1 Mesure du coefficient γ de la fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	64
3.2 L'automodulation de phase	67
3.3 Caractérisation expérimentale du SPM dans les amplificateurs à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	68
3.4 Modélisation de l'automodulation de phase dans les amplificateurs à fibre	69
3.4.1 Méthode split-step Fourier symétrique	70
3.4.2 Résultats de la modélisation du SPM	71
3.4.3 Optimisation des paramètres de l'amplificateur	74
3.5 Compression d'impulsions	76
3.5.1 Montage et résultats expérimentaux	78
3.5.2 Modélisation du système CPA et résultats de la modélisation.	80
3.5.3 Étude théorique sur l'optimisation du système CPA	83
3.6 Conclusion	85
3.7 Bibliographie	86

<u>Chapitre 4</u>	
La diffusion Brillouin stimulée dans les amplificateurs de puissance	89
4.1 La diffusion Brillouin stimulée	90
4.2 Mise en évidence du SBS dans les amplificateurs à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	95
4.2.1 Montage expérimental	95
4.2.2 Résultats expérimentaux	96
4.2.2.1 Domaine spectral	96
4.2.2.2 Domaine temporel	97
4.3 Modélisation du SBS	99
4.3.1 Modèle	99
4.3.2 Résultats de la modélisation	102
4.4 Influence du pompage et de la forme des impulsions : optimisation de la configuration du système	103
4.4.1 Optimisation de la forme des impulsions	106
4.5 Conclusion	107
4.6 Bibliographie	108
Conclusion	111
<u>Annexe A</u>	
Transmission linéaire dans une fibre monomode	113
<u>Annexe B</u>	
Réseaux de diffraction	117
Liste des publications	121

Liste d'acronymes

AOM	Acousto-optic modulator	Modulateur acousto-optique
ASE	Amplified spontaneous emission	Emission spontanée amplifiée
ASMF	Air-Silica microstructure fiber	Fibre à microstructure air-silice
BER	Bit error rate	Taux d'erreur binaire
CPA	Chirped-pulse amplification	Amplification d'impulsion chirpée
DFB	Distributed feedback	(Laser à) Rétroaction distribuée
ECL	External cavity laser	Laser à cavité externe
EDFA	Erbium-doped fiber amplifier	Amplificateur à fibre dopée erbium
EYDFA	Erbium-ytterbium doped fiber amplifier	Amplificateur à fibre co-dopée erbium-ytterbium
FWM	Four-wave mixing	Mélange à quatre ondes
GVD	Group-velocity dispersion	Dispersion de la vitesse de groupe
NLSE	Non-linear Schrödinger equation	Equation de Schrödinger non linéaire
SBS	Stimulated Brillouin scattering	Diffusion Brillouin stimulée

SOA	Semiconductor optical amplifier	Amplificateur à semiconducteur optique
SPM	Self-phase modulation	Automodulation de phase
SRS	Stimulated Raman scattering	Diffusion Raman stimulée
TOD	Third-order dispersion	Dispersion de troisième ordre
WDM	Wavelength division multiplexing	Multiplexage en longueur d'onde
XPM	Cross-phase modulation	Modulation de phase croisée

Introduction

Le domaine des télécommunications optiques a connu un développement extraordinaire cette dernière décennie. Depuis la pose du premier câble optique de liaison transatlantique en 1988 avec un débit de 280 Mb/s, les performances des systèmes n'ont pas cessé de croître à une vitesse inimaginable quelques temps auparavant. Leur fusion progressive avec d'autres domaines comme la télévision ou l'informatique suscite de nouvelles applications et donne lieu à une explosion de la demande en bande passante.

L'augmentation exponentielle de cette demande a entraîné le développement de la technologie de multiplexage en longueur d'onde. La montée en puissance qui s'en est suivie a été possible grâce au perfectionnement des lasers et amplificateurs optiques émettant à 1,55 μm , longueur d'onde coïncidant avec le minimum de pertes dans la silice. Parmi ces dispositifs, c'est sans doute les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium (EDFAs) qui ont connu le plus grand essor. Depuis leur apparition, vers la fin des années 80, ils ont eu la faveur des équipementiers du fait de leur insensibilité à la polarisation, leurs faibles pertes de couplage et leur puissance de sortie relativement élevée par rapport aux amplificateurs à semiconducteur utilisés précédemment.

L'absorption de l'erbium étant relativement faible, des ions d'ytterbium sont alors incorporés afin d'améliorer l'absorption de la pompe. Ce codopage, associé à des géométries de fibre double gaine optimisées et à des techniques de pompage perfectionnées, permet l'obtention de puissances de sortie supérieures à 1 W. Mais au-delà de 200-500 mW, selon la configuration, leur utilisation dans le domaine des télécom-

munications optiques n'est plus possible à cause de l'apparition d'effets non linéaires dans les fibres de transmission. C'est alors que ces amplificateurs trouvent des applications dans d'autres domaines, par exemple dans le secteur médical, les lasers de marquage ou les lidar.

L'importance des interactions non linéaires dans des matériaux optiques dépend de l'intensité du signal et de la longueur d'interaction. Jusqu'à présent, ces interactions étaient seulement prises en compte dans des systèmes de transmission à longue distance. Avec la montée en puissance, non seulement l'apparition de ces effets est de plus en plus fréquente, mais on les trouve même à l'intérieur des amplificateurs ou des lasers à fibre.

Les effets non linéaires et leurs conséquences sont maintenant bien connues dans le cas des fibres de transmission de longueur élevée. Par contre, ils n'ont jamais fait l'objet d'études dans le cas des amplificateurs à fibre dopée. Malgré la longueur réduite de ces dispositifs, les fortes puissances générées à l'intérieur et les effets non linéaires qui s'en suivent dégradent considérablement les performances de ces dispositifs. Bien les maîtriser permet un meilleur contrôle de leurs impacts notamment lors de la conception des nouveaux composants.

Cette thèse constitue le premier travail portant sur les phénomènes non linéaires dans les amplificateurs de puissance à fibre double gaine. L'amplificateur étudié a été fabriqué par la société Keopsys, basée à Lannion. Il s'agit d'un amplificateur à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ émettant à $1,5 \mu\text{m}$ et qui génère des puissances pouvant aller jusqu'à 2 W.

Le premier chapitre porte sur la technologie des amplificateurs utilisés lors de l'étude. Nous y montrerons l'intérêt du co-dopage $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ dans les fibres à double gaine et de l'utilisation d'une géométrie 'cassée'. Une technique très performante d'injection de la pompe permet l'obtention de puissances élevées. Un modèle du transfert d'énergie dans une telle fibre sera présenté ainsi qu'une modélisation de l'amplificateur.

Le deuxième chapitre présente de façon générale les effets non linéaires dans les fibres et plus particulièrement dans les fibres amplificatrices. Il y sera donné un aperçu de la nature des effets qui y ont lieu et de leurs conditions d'apparition. Il s'agit de l'effet Kerr, des diffusions Brillouin et Raman stimulées et de l'amplification paramétrique. Seul quelques résultats expérimentaux des deux derniers effets seront présentés dans ce chapitre qui se veut, avant tout, une vision globale du phénomène.

Dans le chapitre 3, l'effet Kerr a été étudié dans deux de ses expressions : l'automodulation de phase, qui est à l'origine d'un élargissement du spectre, et le mélange à quatre ondes à travers duquel de nouvelles fréquences sont générées. Des études expérimentales seront confrontées à une modélisation qui permet de mieux

comprendre le phénomène ainsi que d'optimiser la configuration du dispositif pour en limiter les conséquences nuisibles. Un système de compression d'impulsions a aussi été créé et modélisé. Il génère des impulsions d'une durée inférieure à la picoseconde avec une puissance crête de l'ordre de 35 kW.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'étude de la diffusion Brillouin stimulée dans les amplificateurs de puissance. La prise en compte de ses effets est pertinente pour des signaux d'une durée de l'ordre de la microseconde. La diffusion Brillouin stimulée a pour résultat un transfert de l'énergie du signal vers des fréquences plus basses. Comme dans le chapitre précédent, ce phénomène a été modélisé et sa modélisation utilisée pour l'optimisation du dispositif. Une forme d'impulsion optimisée a été proposée afin d'obtenir le maximum d'énergie de sortie sans pour autant atteindre le seuil Brillouin au delà duquel le signal est dégradé.

Chapitre 1

Les amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

Dans les communications optiques, l'émission à $1,55 \mu\text{m}$ est particulièrement importante du fait des faibles pertes dans la fibre à cette longueur d'onde. Les lasers et amplificateurs à fibre dopée à l'erbium trouvent alors leur importance dans la mise en œuvre de systèmes de communication à longue distance.

Le développement des technologies WDM a été possible grâce à l'incessante augmentation en puissance de telles sources ; cependant au-delà d'un certain seuil elle entraîne des effets non-linéaires qui dégradent la transmission. C'est alors que des technologies conçues pour les communications optiques trouvent des applications dans d'autres domaines tels que le lidar ou la spectroscopie laser, pour n'en citer que quelques exemples.

Afin de réaliser des telles sources, il est nécessaire d'utiliser des fibres à double gaine pompées avec des diodes de forte puissance. Mais, dans cette configuration, l'absorption de l'erbium est excessivement basse et des ions d'ytterbium doivent être ajoutés au cœur dopé afin d'augmenter l'absorption de la pompe.

Ce chapitre présente la technologie des amplificateurs à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, capables d'émettre une puissance de 2 W. Ils utilisent une méthode de pompage par encoche qui permet un couplage supérieur à 90% de la puissance de pompe. Un modèle théorique a été développé dans le souci de concevoir des dispositifs adaptés. Ce travail a été réalisé au sein de Keopsys, société qui fabrique les amplificateurs utilisés tout au long de notre étude sur les effets non linéaires.

Tout d'abord nous présenterons les fibres à simple gaine et les besoins qui ont conduit à la création des fibres à double gaine. Afin d'optimiser l'absorption de la pompe dans le cœur dopé, une étude portant sur les différentes géométries de la gaine interne y sera effectué. Puis nous exposerons différentes techniques de pompage, et surtout celle de l'injection par une encoche car les amplificateurs utilisés lors des travaux emploient cette méthode de pompage.

Ensuite nous aborderons le modèle théorique des fibres dopées $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, du transfert des populations entre les différents niveaux de l'erbium et de l'ytterbium jusqu'à l'évolution de la puissance du signal, de la pompe et de l'émission spontanée. Pour finir, nous donnerons un rapide aperçu de l'utilisation de tels composants dans des systèmes WDM.

1.1 Les fibres dopées

Tout amplificateur optique est composé d'un milieu actif et d'un module de pompage afin de permettre l'inversion de population et donc l'obtention de l'amplification. Dans un amplificateur à fibre, le milieu actif est formé par les ions appartenant aux terres rares qui ont été incorporés dans le cœur de la fibre.

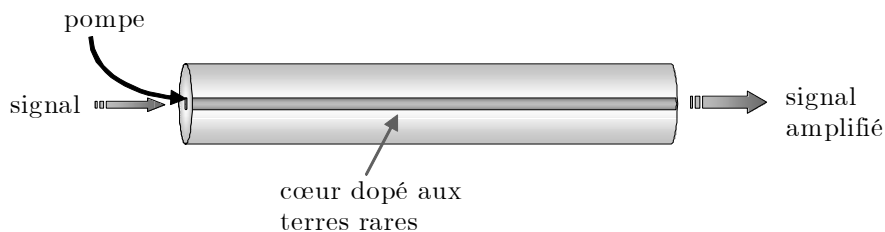


Figure 1.1 Schéma d'un amplificateur à fibre dopée

Les amplificateurs conventionnels à fibre dopée erbium (EDFA) sont en général des dispositifs à faible puissance à cause de la difficulté à coupler une grande puissance de pompe dans le cœur dopé d'une fibre monomode. Les lasers de pompe

adaptés à ces fibres n'émettent pas en général plus de 350 mW ; la puissance de sortie maximum de l'amplificateur reste donc autour de 23 dBm.

Il existe pourtant des diodes lasers multimodes qui peuvent émettre une puissance de sortie beaucoup plus élevée (voir ci-dessous) ; cependant leur utilisation est impossible pour le pompage des fibres monomode du fait de leur large tache de lumière.

Ce problème a été résolu par la fabrication des fibres à double gaine. Ces fibres, par leur géométrie, permettent l'utilisation de diodes laser multimode de forte puissance. Elles présentent aussi d'autres avantages qui rendent possible l'obtention de gains élevés, comme par exemple une amélioration considérable du rendement d'injection tout en maintenant un rendement d'absorption acceptable.

Diodes laser à surface étendue et à forte puissance pour le pompage

Les premiers amplificateurs à fibre utilisaient des lasers de pompage monomode, dispositifs limités en puissance qui rendaient impossible l'obtention de gains élevés.

Ces dernières années sont apparus sur le marché des diodes laser multimode avec une grande surface d'émission émettant des fortes puissances [Las]. Ce sont des dispositifs compacts, surs et relativement bon marché. Leurs principales caractéristiques sont :

- Puissance de sortie en continu : 2-7 W
- Dimensions de l'ouverture d'émission : 100 à 200 μm x 1 μm
- Longueur d'onde : de 910 à 975 nm.

ce qui les rend très appropriés pour le pompage des fibres à double gaine dopées $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ comme on le montrera dans les prochaines sections.

1.2 Structure d'une fibre dopée à double gaine

Une fibre à double gaine présente une structure très simple comme le montre la figure 1.2. Elle est composée d'un cœur actif monomode d'indice de réfraction n_c dans lequel le signal est confiné. La pompe se propage dans une première gaine (ou gaine interne) multimode en silice pure dont l'indice de réfraction est n_{gi} . Cette gaine agit à la fois comme un guide d'onde pour la pompe et comme une gaine pour le cœur dopé monomode. Les diamètres typiques du cœur (d_c) et de la gaine interne (d_{gi}) sont $d_c = 6-10 \mu\text{m}$ et $d_{gi} : 60-300 \mu\text{m}$.

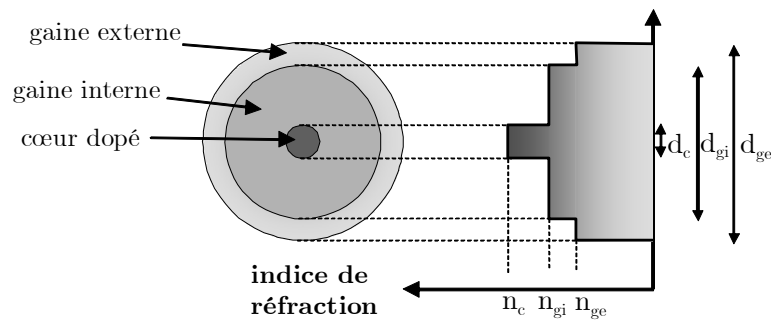


Figure 1.2 Structure d'une fibre à double gaine.

La première gaine est entourée d'une deuxième gaine ou gaine externe dont l'indice de réfraction est $n_{ge} < n_{gi}$ afin de confiner la pompe dans la première gaine. Le matériau de cette deuxième gaine est normalement un polymère d'indice de réfraction bas présentant une ouverture numérique de l'ordre de 0,45. Il est également possible d'utiliser de la silice fortement dopée, qui présente une ouverture numérique inférieure à 0,22.

Quand la pompe traverse le cœur, elle est absorbée et l'inversion de population est donc possible (figure 1.3). Le signal amplifié se propage de manière monomode dans le cœur. Plus le couplage entre la pompe et le cœur est grand, plus le processus d'amplification est important.

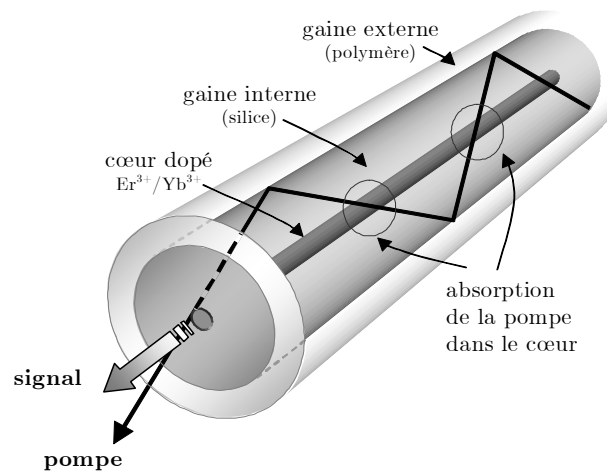


Figure 1.3 Transmission dans une fibre à double gaine

Une telle structure permet le pompage avec des diodes laser multimode de puissance à surface étendue (voir page 17), ce qui rend possible l'obtention de puissances de sortie élevées. L'association avec d'autres caractéristiques qui seront présentées dans les prochaines sections (type de géométrie de la gaine et méthodes de pompage notamment), rend ce type de fibre très intéressant pour la réalisation d'amplificateurs de forte puissance.

1.3 Types de géométries de la gaine

Dans la section précédente on a vu que, pour qu'il existe de l'inversion de population –et donc de l'amplification–, il faut que la pompe traverse le cœur dopé où se trouve le signal.

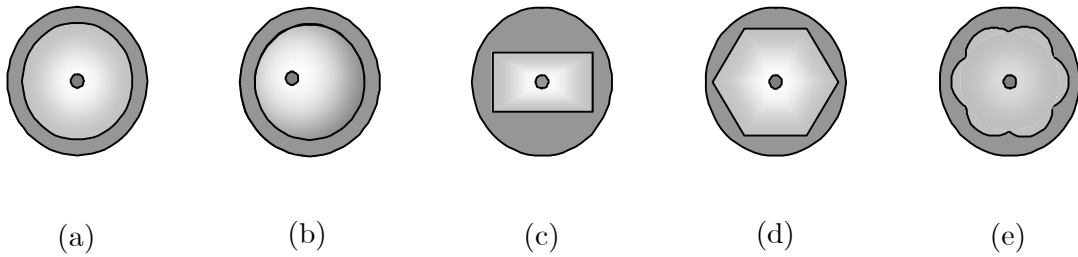


Figure 1.4 Sections de fibres avec différentes formes de gaine interne : (a) Circulaire. (b) Circulaire avec le cœur décalé. (c) Rectangulaire. (d) Hexagonale. (e) En forme de fleur.

Une absorption maximale de l'énergie de la pompe sur une longueur suffisante de fibre dopée est une condition à l'obtention d'un gain élevé. Or, en tout point d'abscisse z de la fibre, l'absorption de la pompe est d'autant plus forte que l'intégrale de recouvrement de la zone dopée avec l'onde de pompe, appelée $\Gamma_p(z)$, est grande. Celle-ci dépend fortement de la distribution transverse de l'énergie de pompe à l'abscisse z , et donc de la forme de la gaine interne guidant cette pompe.

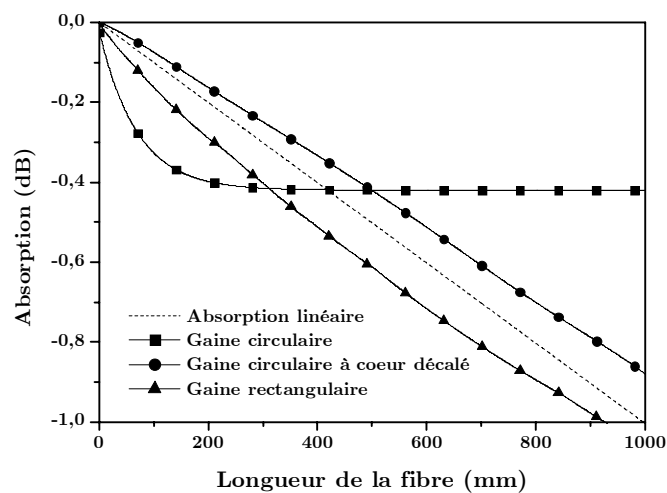


Figure 1.5 Evolution de l'absorption de la pompe pour différentes géométries de la gaine

Il existe différentes études sur la dépendance de l'absorption de la pompe avec la géométrie de la gaine interne (figure 1.4) [Lep01], [Bor02]. Ces études ont été réalisées à l'aide d'un modèle de propagation des rayons (BMP). La figure 1.5 montre les calculs du taux d'absorption de la pompe pour des fibres double gaine à section circulaire (figure 1.4.a), à cœur décalé (figure 1.4.b) ainsi que pour des fibres à section rectangulaire (figure 1.4.c), d'après [Bor02]. Des surfaces identiques de la gaine ont été prises en compte afin de rendre les valeurs comparables.

• Géométrie circulaire

Dans une fibre à double gaine circulaire on trouve deux types différents de rayons de pompe : les rayons méridionaux (figure 1.6.a), qui traversent le cœur pouvant y être absorbés, et les rayons d'ordre supérieur dits hélicoïdaux (figure 1.6.b), qui pourront parcourir la fibre sans avoir traversé le cœur. Les rayons hélicoïdaux ne contribuent donc pas au gain de l'amplificateur et réduisent l'efficacité d'absorption de la puissance de la pompe.

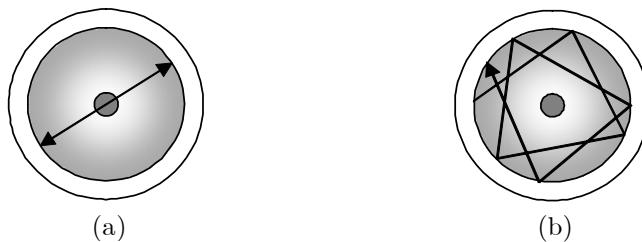


Figure 1.6 *Fibre à double gaine circulaire. Propagation des rayons méridionaux (a) et hélicoïdaux (b).*

Les fibres circulaires présentent l'avantage d'être faciles à réaliser et à connecter à des fibres standard, mais la présence élevée de rayons hélicoïdaux réduit notablement l'absorption de la pompe par le cœur.

La figure 1.5 montre que l'absorption dans ces fibres est très élevée dans les premiers centimètres, mais elle devient quasiment nulle à partir d'un certain point. Ce fait est dû à l'absorption dans le cœur des modes méridionaux en début de fibre et à la propagation exclusive des modes hélicoïdaux par la suite. Ces derniers ne sont pas absorbés et, par conséquent, la fibre à double gaine circulaire absorbe moins de 10% de la puissance de la pompe indépendamment de la longueur de la fibre et de la concentration de dopants.

Une technique pour augmenter le taux d'absorption de la pompe consiste à décaler le cœur, permettant ainsi l'absorption d'une partie des rayons hélicoïdaux. Par contre, le raccord à des fibres optiques conventionnelles devient très difficile en raison du décalage des cœurs.

- **Autres géométries**

L'absorption optimale de la pompe a été obtenue avec des géométries permettant la propagation chaotique des faisceaux, telles que rectangulaire, hexagonale, en forme de D, en forme de fleur ou autres (figure 1.4.c, d, e) [Doy01], [Lep01],[Mue96]. Dans ce type de fibres les modes hélicoïdaux n'existent plus et donc tous les rayons sont susceptibles d'être absorbés par le cœur. Ces fibres présentent comme avantage, en plus de l'augmentation évidente de l'absorption de la pompe par le cœur comme le montre la figure 1.5, une géométrie permettant le clivage et la connexion avec des fibres conventionnelles. Injection de la pompe

Dans les paragraphes précédents on a vu que les fibres à double gaine ont été conçues de sorte qu'elles permettent le pompage avec des diodes laser de puissance à surface étendue, nécessaire à l'obtention de gains élevés. Nous avons vu également que la géométrie de la gaine interne de la fibre modifie sensiblement l'absorption de la pompe par le cœur dopé. La question qui se pose maintenant est comment faire en sorte que le couplage de la pompe dans la fibre soit maximal.

Certaines considérations sont à prendre en compte au moment d'évaluer une méthode de pompage : le rendement de couplage, la sensibilité à l'alignement, la compacité, l'extensibilité, la conservation de la luminosité et bien sûr le coût. De nombreuses configurations de pompage pour des fibres à double gaine existent sur le marché, répondant avec plus ou moins d'efficacité à ces considérations. Dans le cas d'un amplificateur à fibre, seul le pompage transversal est pratique afin de laisser les deux extrémités de la fibre libres pour l'injection et l'extraction du signal.

Parmi les configurations de pompage existantes, on citera par exemple l'injection par coupleur multimode fibré [Hak01], [Xu03], par un prisme [Web95], par réseau de Bragg externe [Hef01], par proximité (fibre GTWave™) [Gru99], par faisceau de fibres fusionnées [DiG99], par une encoche [Gol98], par miroirs emboîtés [Kop03], ...

Avant de présenter la technique d'injection par une encoche en 'V' (ou V-Groove Side Pumping, VSP) utilisée dans les amplificateurs que nous avons employés, voyons brièvement quelques unes des méthodes existantes.

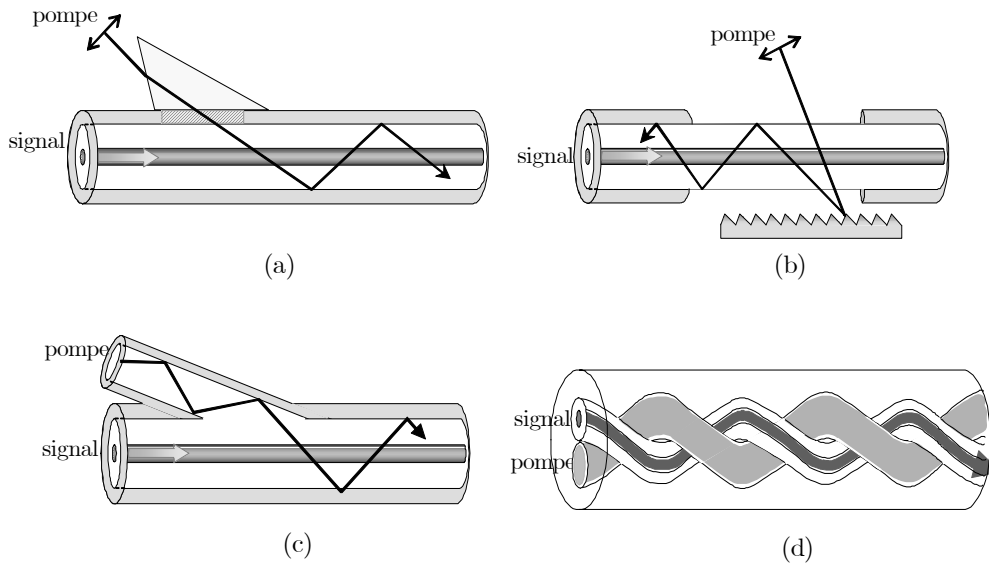


Figure 1.7 Différentes techniques de pompage. (a) Par un prisme. (b) Par réseau de Bragg. (c) Par coupleur multimode fibré. (d) Fibre GTWave™.

- Injection par un prisme (figure 1.7.a).

Sur une partie de la fibre dénudée de sa gaine externe on fixe un prisme. Le faisceau de pompe est incident avec l'angle de Brewster sur une face du prisme, permettant ainsi le couplage dans la gaine interne multimode. Cette technique, qui présente un rendement de couplage de 45 %, n'a pas été commercialisée.

- Injection par un réseau de Bragg externe (figure 1.7.b).

La lumière provenant d'une diode laser éclaire la surface d'un réseau de Bragg avec un angle permettant le couplage du faisceau dans la gaine. Cette technique brevetée présente des nombreux avantages tels que le libre accès à cœur de la fibre et la possibilité de placer un nombre illimité de réseaux tout au long de la gaine. Par contre, aucune valeur du rendement de couplage n'est disponible et elle ne semble pas avoir été commercialisée.

- Injection par coupleur multimode (figure 1.7.c).

Cette technique consiste à étirer et fusionner deux ou plusieurs fibres multimodes. Dû à la géométrie de l'ensemble, les signaux se transmettant dans les deux fibres vont se coupler avec un rendement de couplage pouvant aller jusqu'à 90%. Cette technique de couplage est actuellement disponible sur le marché avec des modules de

pompage émettant jusqu'à 2,5 W. Il existe des systèmes qui permettent de coupler 6 fibres multimodes directement dans une fibre à double gaine.

- Injection par proximité (figure 1.7.d).

Southampton Photonics a développé une méthode de pompage intégrée dans un nouveau type de fibre appelée fibre GTWave™. Elle incorpore dans une même gaine externe la fibre dopée véhiculant le signal et une fibre dans laquelle on injecte la pompe. La fibre qui transporte la pompe n'a pas de cœur ; elle n'a que la gaine interne. Le couplage se fait par contact optique, et le tout est entouré d'une gaine externe à faible indice. Il est possible d'intégrer plusieurs fibres de pompage dans la structure augmentant ainsi la puissance disponible, avec un accès indépendant à chaque pompe. Ce type de fibre a donné lieu à des lasers de très forte puissance et des amplificateurs capables d'atteindre des puissances bien plus élevées que celles utilisées pendant nos travaux.

Technique d'injection transversale par une encoche

En 1995, D. J. Ripin et L. Goldberg présentent une nouvelle méthode de pompage par la gaine [Rip95], [Gol98], commercialisée actuellement par Keopsys. Le principe de cette technique est présenté dans la figure 1.8. Dans une partie dénudée de la fibre, on pratique une encoche de 90° en forme de 'v' par des méthodes mécaniques, sans couper le cœur. Pour augmenter la robustesse de l'ensemble, la fibre dénudée de sa gaine externe est collée à un support de verre grâce à une colle à indice adapté.

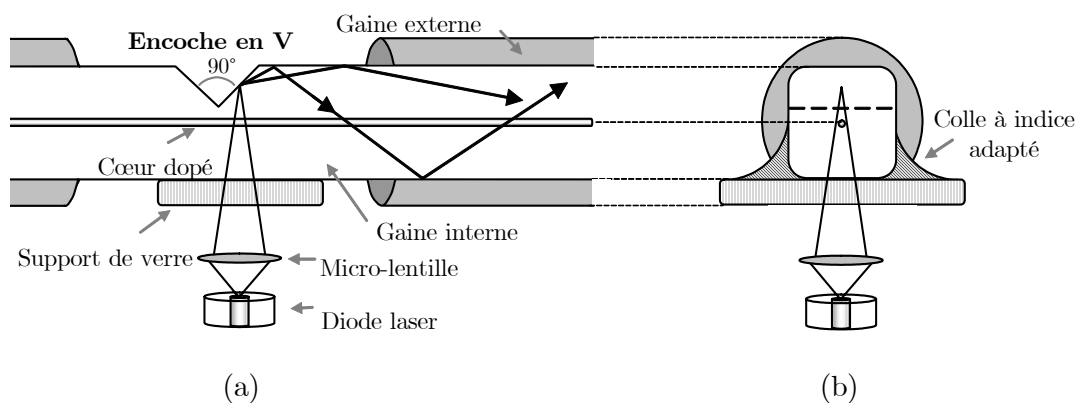


Figure 1.8 Technique d'injection à travers une encoche.
(a) Vue longitudinale. (b) Vue transversale.

La lumière émise par la pompe pénètre dans la fibre avec un angle proche de la normale et elle est réfléchiée totalement par l'encoche. Alors, si le cône de lumière in-

cident est dans l'ouverture numérique de la gaine interne, la lumière réfléchie sera guidée dans la fibre et le couplage pompe-signal sera possible.

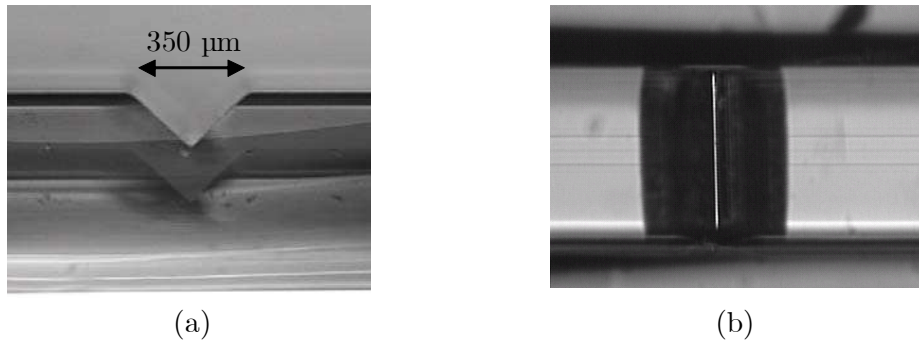


Figure 1.9 Photographies microscopiques d'une fibre avec encoche en 'v'. (a) Vue de profil. (b) Vue de dessus.

Cette élégante technique d'injection offre des multiples avantages. Elle présente un rendement de couplage supérieur à 90%, et l'utilisation de diodes laser de large surface d'émission pouvant émettre jusqu'à 4 W (voir page 17) est alors possible, ce qui permet l'obtention de fortes puissances de sortie. De plus, le système présente une bonne tolérance à l'alignement de la fibre par rapport à la pompe. Il faut aussi tenir compte du fait que cette technique rend possible un pompage multiple en plusieurs points de la fibre afin de modifier le profil spatial du gain, tout en gardant la compacité et la robustesse de la structure. Cette méthode de pompage est l'une des plus performantes et avantageuses qui existent actuellement pour les fibres à double gaine

1.4 Les fibres codopées $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

Avant de présenter les fibres codopées erbium-ytterbium, donnons rapidement les particularités de leurs prédécesseurs, les fibres dopées à l'erbium, afin de mieux comprendre les améliorations introduites avec le codopage.

1.4.1 Les fibres dopées Er^{3+}

Les amplificateurs optiques à fibre dopée à l'erbium (EDFA) sont devenus, depuis leur apparition, des composants clés des systèmes de transmission optique. La principale raison est le fait que l'émission laser des ions Er^{3+} a lieu aux longueurs d'onde 1,53-1,56 μm, coïncidant avec le minimum de pertes des fibres de silice. Le développement de fibres à dispersion décalée et l'essor des systèmes de transmission optique ont contribué au développement des EDFA.

D'autres caractéristiques qui ont rendu attractifs ces amplificateurs sont le gain élevé –pour l'époque–, une large bande passante et leur insensibilité à la polarisation, contrairement aux amplificateurs optiques à semiconducteur (SOA) utilisés auparavant.

Un EDFA est constitué d'un tronçon de fibre dans laquelle des ions d'erbium Er^{3+} ont été incorporés au niveau du cœur. Le niveau $^4\text{I}_{15/2}$ est le niveau fondamental, $^4\text{I}_{13/2}$ est le premier niveau excité à une longueur d'onde autour de 1550 nm et $^4\text{I}_{11/2}$ est le deuxième état excité, à 980 nm du niveau fondamental (figure 1.10).

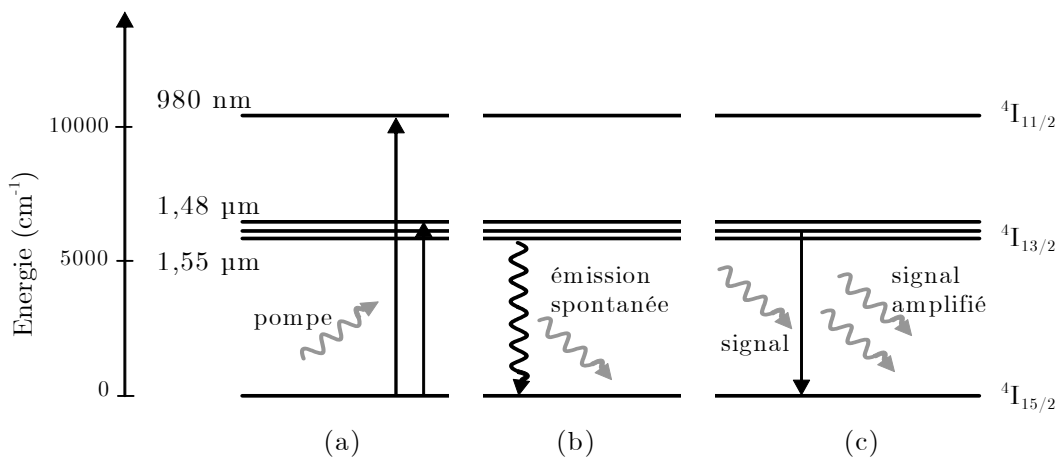


Figure 1.10 Schéma de l'amplification dans un EDFA.
 (a) Absorption de la pompe à 980 ou 1480 nm et excitation des ions Er^{3+} . (b) Émission spontanée. (c) Émission stimulée.

De façon très schématique, on dira que le processus d'amplification a lieu quand les ions d'erbium sont excités par pompage optique. Depuis un niveau excité les ions peuvent spontanément passer à un niveau plus faible en émettant un rayonnement de lumière non cohérente (émission spontanée) ou bien retomber à l'état fondamental grâce à un photon incident ayant la même énergie que l'ion excité. Dans ce dernier cas le photon incident et le photon émis sont cohérents et il existe donc de l'amplification optique.

- **Luminescence coopérative (cooperative upconversion)**

Une façon d'augmenter le gain d'un amplificateur EDFA est de doper la fibre avec des fortes concentrations d' Er^{3+} . Mais si la densité de dopants devient très importante, des ions proches dans l'espace peuvent interagir. Cela produit l'effet connu sous le nom de luminescence coopérative [Del93], [San93].

La luminescence coopérative dans l'erbium est un processus de transfert d'énergie entre 2 ions excités Er^{3+} situés à proximité l'un de l'autre dans le niveau ${}^4\text{I}_{13/2}$, comme on le voit sur la figure 1.11. L'un des ions transfère de l'énergie à l'autre de sorte que l'un des deux passe au niveau ${}^4\text{I}_{9/2}$ et l'autre au niveau ${}^4\text{I}_{15/2}$. Cet effet est très nuisible pour le gain de l'amplificateur puisqu'il réduit la population du premier état excité et donc l'inversion de population est moins importante. Ainsi, le rendement de la pompe diminue considérablement.

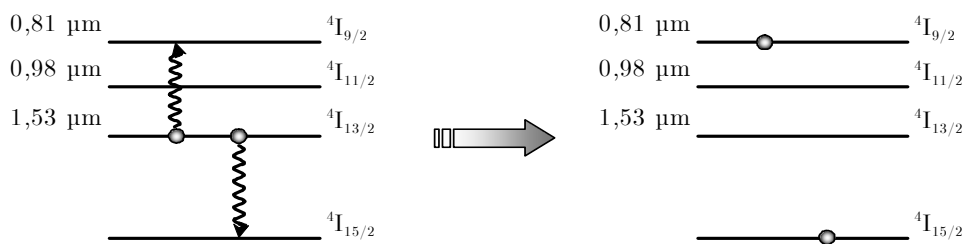


Figure 1.11 Schéma du processus de luminescence coopérative dans l'erbium.

1.4.2 Intérêt du codopage erbium-ytterbium

Les caractéristiques d'un EDFA peuvent être améliorées en introduisant un modificateur ou codopant dans le cœur de la fibre. Par exemple, le germanium augmente l'indice du milieu afin d'ajuster l'ouverture numérique et l'aluminium modifie la bande de gain et permet une concentration plus élevée d'ions Er^{3+} avant que la luminescence coopérative n'apparaisse. Mais c'est le co-dopage à l'ytterbium qui introduit d'importantes modifications très intéressantes et qui va améliorer considérablement les caractéristiques de la fibre [Bar89], [Fed95].

Tout d'abord, l'ytterbium agit comme sensibilisateur de l'erbium, c'est-à-dire, les ions ytterbium permettent de mieux capter l'énergie de la pompe avant de la transmettre aux ions erbium. La taille de ces deux types d'ions est très proche ; plusieurs ions Yb^{3+} peuvent entourer un ion Er^{3+} facilitant ainsi le transfert d'énergie entre les deux dopants. L'efficacité du transfert d'énergie $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$ peut atteindre 95% du fait du grand recouvrement entre le spectre d'émission de l'ytterbium (${}^2\text{F}_{5/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{7/2}$) et le spectre d'absorption de l'erbium (${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$) [Hwa00].

Grâce à l'ytterbium, il est possible d'augmenter les concentrations d'ions Er^{3+} sans dégrader sensiblement l'efficacité du pompage. En effet, l'une des limitations en

puissance des EDFA est l'apparition de la luminescence coopérative -voir ci-dessus-, processus qui a lieu quand la concentration d'ions Er^{3+} est élevée.

Le codopage à l' Yb^{3+} fait de la longueur d'onde de la pompe un paramètre moins contraignant vu que l'ytterbium présente une section efficace plus large et surtout une large bande d'absorption entre 800 et 1100 nm [Zou95], [Hwa00], permettant ainsi le pompage avec différentes sources.

1.4.3 Modèle du mécanisme de transfert d'énergie dans une fibre co-dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

Les photons de pompe sont absorbés par le niveau fondamental de l'ytterbium $^2\text{F}_{7/2}$, excitant ainsi les ions Yb^{3+} jusqu'au niveau $^2\text{F}_{5/2}$. De là, un processus de transfert d'énergie entre l'état excité de l'ytterbium $^2\text{F}_{5/2}$ et l'état fondamental de l'erbium $^4\text{I}_{15/2}$ excite les ions Er^{3+} au niveau $^4\text{I}_{11/2}$ par relaxation croisée et fait retomber les ions Yb^{3+} à leur niveau fondamental.

La désexcitation non-radiative entre les niveaux $^4\text{I}_{11/2}$ et $^4\text{I}_{13/2}$ est très rapide (quelques μs) par rapport à la durée de vie de l'état $^4\text{I}_{13/2}$; la population du niveau $^4\text{I}_{11/2}$ est donc négligeable. On considère aussi que les ions excités au niveau $^4\text{I}_{9/2}$ par le processus de luminescence coopérative sont perdus pour l'amplification, c'est-à-dire qu'ils ne retournent pas au niveau $^4\text{I}_{11/2}$.

Avec ces hypothèses, seules les populations du niveau fondamental $^4\text{I}_{15/2}$ et du niveau métastable $^4\text{I}_{13/2}$ seront prises en compte pour l'erbium, ainsi que les niveaux fondamental $^2\text{F}_{7/2}$ et excité $^2\text{F}_{5/2}$ de l'ytterbium.

La figure 1.12 montre le mécanisme de transfert d'énergie dans un système $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$.

- *Sensibilisation de l'ytterbium avec du phosphore*

Le codopage avec du phosphore est nécessaire afin d'avoir un transfert d'énergie efficace entre les ions Yb^{3+} et Er^{3+} . Le temps de vie du niveau $^4\text{I}_{11/2}$ dans une fibre en phospho-silicate est court : cela augmente le taux de relaxation non-radiative $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ par rapport au transfert $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$, évitant ainsi le retour d'énergie des ions Er^{3+} aux ions Yb^{3+} [Gap82].

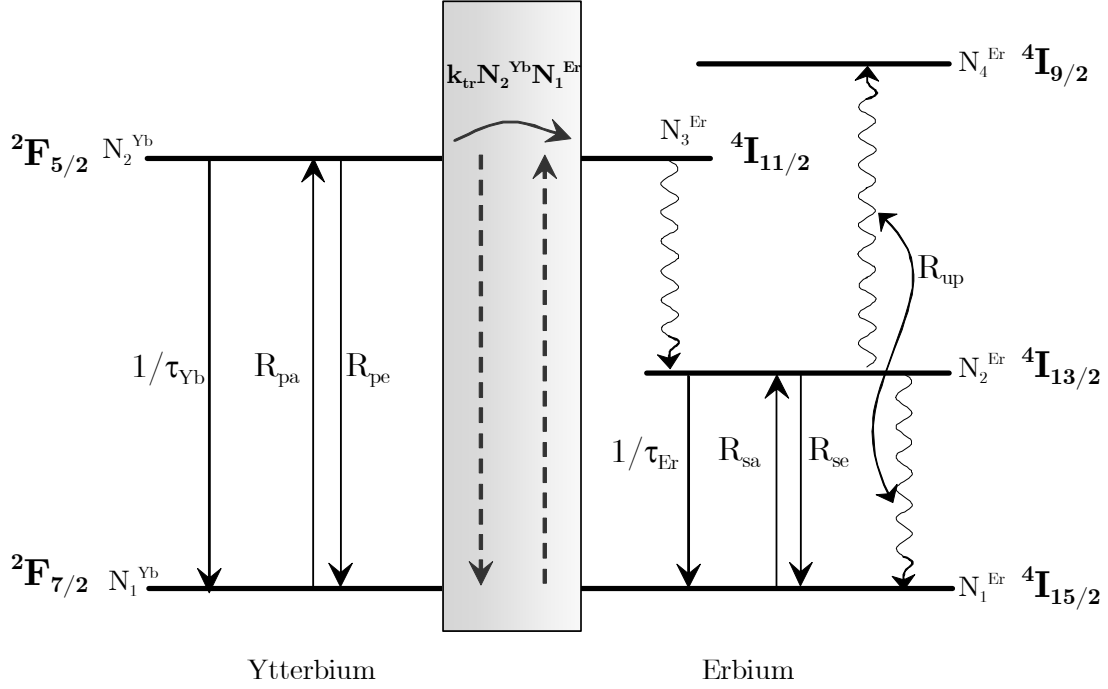


Figure 1.12 Diagramme des niveaux d'énergie d'un système $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$.

1.4.3.1 Equations du transfert d'énergie

En supposant le phénomène de luminescence coopérative comme étant homogène et en négligeant le transfert inverse de l'erbium à l'ytterbium du fait de l'incorporation du phosphore, les équations d'évolution des populations pour le système couplé $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ peuvent être exprimées de la façon suivante [Nil94] :

Pour l'ytterbium :

$$\frac{dN_2^{\text{Yb}}}{dt} = -\frac{dN_1^{\text{Yb}}}{dt} = R_{pa}N_1^{\text{Yb}} - R_{pe}N_2^{\text{Yb}} - \frac{N_2^{\text{Yb}}}{\tau_{\text{Yb}}} - k_{tr}N_2^{\text{Yb}}N_1^{\text{Er}} \quad (1.1)$$

$$N_2^{\text{Yb}} + N_1^{\text{Yb}} = N_{\text{Yb}} \quad (1.2)$$

Pour l'erbium :

$$\frac{dN_2^{\text{Er}}}{dt} = -\frac{dN_1^{\text{Er}}}{dt} = R_{sa}N_1^{\text{Er}} - R_{se}N_2^{\text{Er}} - \frac{N_2^{\text{Er}}}{\tau_{\text{Er}}} + k_{tr}N_2^{\text{Yb}}N_1^{\text{Er}} - C(N_2^{\text{Er}})^2 \quad (1.3)$$

$$N_2^{\text{Er}} + N_1^{\text{Er}} = N_{\text{Yb}} \quad (1.4)$$

avec

- $N_{\text{Yb}}, N_1^{\text{Yb}}, N_2^{\text{Yb}}$: population totale des ions ytterbium, population dans les niveaux fondamental et excité respectivement. De même pour l'erbium.
- $R_{\text{pa}}, R_{\text{pe}}, \tau_{\text{Yb}}$: taux d'absorption de la pompe, taux d'émission stimulée et temps de vie radiatif des ions Yb^{3+} .
- k_{tr} : coefficient de transfert d'énergie $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$.
- $R_{\text{sa}}, R_{\text{se}}, \tau_{\text{Er}}$: taux d'absorption du signal, taux d'émission stimulée à la longueur d'onde du signal et temps de vie radiatif des ions Er^{3+} .
- C : coefficient de luminescence coopérative.

On verra dans la section suivante l'expression de ce système d'équations en termes de variables mesurables de façon expérimentale. Ceci permettra de réaliser une modélisation plus précise de l'amplificateur.

1.4.3.2 Spectres d'absorption et de gain

Le gain est la caractéristique la plus importante d'un amplificateur. Le gain d'un amplificateur optique est défini comme le rapport entre la puissance du signal de sortie et celui d'entrée

$$G(\lambda) = \frac{P_{\text{sortie}}}{P_{\text{entrée}}} = \int_0^L \gamma(\lambda, z) \cdot dz \quad (1.5)$$

et il est calculé en intégrant le coefficient de gain $\gamma(\lambda)$ tout au long de la fibre dopée de longueur totale L . Le coefficient de gain, normalement exprimé en dB/m, est la différence entre le coefficient d'émission $g(\lambda) = \Gamma_S \cdot N \cdot \sigma_{\text{se}}(\lambda)$ et le coefficient d'absorption $\alpha(\lambda) = \Gamma_S \cdot N \cdot \sigma_{\text{sa}}(\lambda)$ des dopants, pondérés par les populations des niveaux excité et fondamental respectivement :

$$\gamma(\lambda, z) = \frac{1}{P(\lambda, z)} \cdot \frac{dP(\lambda, z)}{dz} = g(\lambda) \cdot \frac{N_2(z)}{N} - \alpha(\lambda) \cdot \frac{N_1(z)}{N} \quad (1.6)$$

avec

- Γ_S : intégrale de recouvrement du signal
- N : concentration de dopants dans le cœur de la fibre
- $\sigma_{\text{se}}(\lambda), \sigma_{\text{sa}}(\lambda)$: sections efficaces d'absorption et d'émission du signal.

La figure 1.13 montre les spectres d'absorption et de gain d'une fibre à double gaine co-dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$.

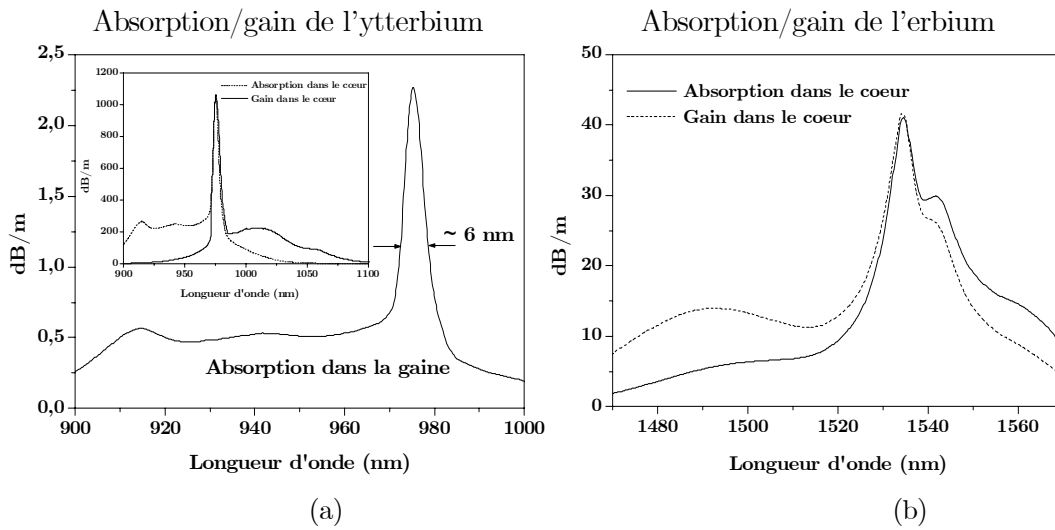


Figure 1.13 Spectres d'absorption et de gain d'une fibre co-dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. (a) 900-1000 nm : absorption dans la gaine (Yb). La figure insérée montre l'absorption et le gain dans le cœur. (b) 1470-1570 nm : absorption et gain dans le cœur (Er).

Les principales caractéristiques qu'on peut observer sont :

- un fort pic d'absorption de largeur ~ 6 nm à 975 nm, ce qui permet de pomper à cette longueur d'onde avec les diodes laser de forte puissance dont on a parlé précédemment. La finesse du pic permet un contrôle précis de la longueur d'onde de pompe. De plus, l'absorption élevée de la pompe permet de réduire la longueur de la fibre dopée diminuant ainsi les effets non linéaires.
- une région plate d'absorption allant de 900 nm au pic de 975 nm pour la fenêtre de l'ytterbium
- un pic d'absorption/émission à 1535 nm pour la fenêtre de l'erbium.
- une bande de gain réduit comparée à la fenêtre de l'erbium des EDFA conventionnels [Des94].

On peut toutefois constater des grandes différences entre fibres $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ du même type à cause des différences de la concentration des dopants ou de la géométrie de la fibre. Même des divergences entre deux échantillons de la même fibre ont été observées.

Normalement, il est souhaitable d'exprimer les équations d'évolution des populations (1.1) et (1.3) en termes de grandeurs mesurables directement, telles que l'inversion de population, le spectre de gain et d'absorption et les temps de vie :

$$\frac{dn_{\text{Yb}}}{dt} = -\frac{n_{\text{Yb}}}{\tau_{\text{Yb}}} - \frac{1}{\tau_{\text{Yb}}\zeta_{\text{Yb}}} [(\alpha_{\text{Yb}} + g_{\text{Yb}})n_{\text{Yb}} - \alpha_{\text{Yb}}] \cdot \frac{P_p}{h\nu_p} - k_{\text{tr}}N_{\text{Er}}n_{\text{Yb}}(1 - n_{\text{Er}}) \quad (1.7)$$

$$\frac{dn_{\text{Er}}}{dt} = -\frac{n_{\text{Er}}}{\tau_{\text{Er}}} - \frac{1}{\tau_{\text{Er}}\zeta_{\text{Er}}} [(\alpha_{\text{Er}} + g_{\text{Er}})n_{\text{Er}} - \alpha_{\text{Er}}] \cdot \frac{P_s}{h\nu_s} + k_{\text{tr}}N_{\text{Yb}}n_{\text{Yb}}(1 - n_{\text{Er}}) - CN_{\text{Er}}(n_{\text{Er}})^2 \quad (1.8)$$

avec

- $n_{\text{Yb}} = \frac{N_2^{\text{Yb}}}{N_{\text{Yb}}}$ coefficient d'inversion de population des ions Yb^{3+} .
- $n_{\text{Er}} = \frac{N_2^{\text{Er}}}{N_{\text{Er}}}$ coefficient d'inversion de population des ions Er^{3+} .
- $\zeta_{\text{Yb}} = A \cdot N_{\text{Yb}}/\tau_{\text{Yb}}$ paramètre de saturation de l'Yb.
- $\zeta_{\text{Er}} = A \cdot N_{\text{Er}}/\tau_{\text{Er}}$ paramètre de saturation de l'Er.
- P_p et P_s : puissances de pompe et du signal dans la fibre.

Le gain peut être exprimé en termes d'inversion moyenne \bar{n}_{Er} tout au long de la fibre, à partir des équations (1.5) et (1.6) :

$$G = \exp(g_s \bar{n}_{\text{Er}} - \alpha_s(1 - \bar{n}_{\text{Er}}))L \quad (1.9)$$

Cette expression montre que le gain du signal est déterminé seulement par l'inversion de population moyenne dans la fibre. La figure 1.14 montre le spectre de gain $\gamma(\lambda)$ en fonction de l'inversion moyenne des ions Er^{3+} , \bar{n}_{Er} . Le pic de gain se situe à 1535 nm. On observe sur la figure qu'il est très sensible à l'inversion de population et varie plus rapidement que le gain à 1550 nm quand l'inversion de population est modifié. Il est à noter la différence du profil de gain par rapport à des EDFA conventionnels [Des94].

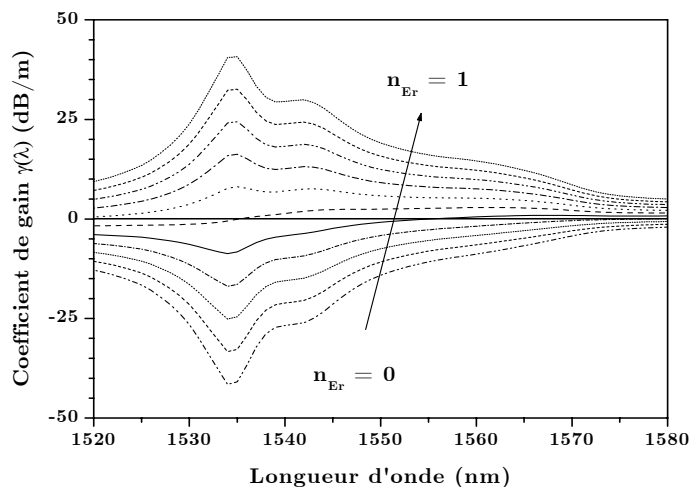


Figure 1.14 Spectres de gain en fonction de l'inversion de population des ions Er^{3+} .

1.5 Les amplificateurs à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

De nombreux auteurs ont modélisé l'amplificateur à fibre dopée Er^{3+} [Ped91], [Gil91], [Sun97] dans le souci d'optimiser la configuration de ces dispositifs. Avec l'apparition des amplificateurs à fibre co-dopée, il a été nécessaire de développer un nouveau modèle qui prend en compte les modifications introduites par ce co-dopant dans le système [Nil94], [DiP94], [Kar97], [Val01]. Tous les modèles sont basés sur le calcul analytique de l'inversion de population des dopants dans le milieu.

Nous avons réalisé un modèle pour l'amplificateur de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. Il permet la détermination de la puissance de la pompe, du signal et de l'émission spontanée dans l'amplificateur pour différentes valeurs des paramètres de l'amplificateur.

1.5.1 Modèle de l'amplificateur

La méthode pour développer le modèle de l'amplificateur $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ s'inspire du modèle développé par Giles-Desurvire [Gil91], [Des94] pour les EDFA.

D'abord on détermine l'inversion de population en résolvant les équations de transfert d'énergies (1.7) et (1.8) dans le cas du régime permanent, c'est-à-dire, $dN_1/dt = dN_2/dt = 0$. Dans cette situation, les expressions des inversions de population prennent la forme suivante :

$$n_{\text{Yb}} = \frac{N_2^{\text{Yb}}}{N_{\text{Yb}}} = \frac{\alpha_{\text{Yb}} \cdot \frac{P_p}{h\nu_p \zeta_{\text{Yb}}}}{1 + (\alpha_{\text{Yb}} + g_{\text{Yb}}) \cdot \frac{P_p}{h\nu_p \zeta_{\text{Yb}}} + k_{\text{Yb}}(1 - n_{\text{Er}})} \quad (1.10)$$

$$n_{\text{Er}} = \frac{N_2^{\text{Er}}}{N_{\text{Er}}} = \frac{\alpha_{\text{Er}} \cdot \frac{P_s}{h\nu_s \zeta_{\text{Er}}} + k_{\text{Er}} \cdot n_{\text{Yb}}}{1 + (\alpha_{\text{Er}} + g_{\text{Er}}) \cdot \frac{P_s}{h\nu_s \zeta_{\text{Er}}} + k_{\text{Er}} n_{\text{Yb}} + CN_{\text{Er}} n_{\text{Er}}} \quad (1.11)$$

avec

- $k_{\text{Yb}} = k_{\text{tr}} N_{\text{Er}} \tau_{\text{Yb}}$, paramètre d'échange d'énergie de l'Yb.
- $k_{\text{Er}} = k_{\text{tr}} N_{\text{Yb}} \tau_{\text{Er}}$, paramètre d'échange d'énergie de l'Er

Grâce à ces deux équations, l'inversion de population de l'erbium, n_{Er} , peut être exprimée sous forme d'une équation du troisième degré. Ceci nous permettra de résoudre les équations de la pompe, du signal et du ASE.

Les évolutions spatiales de la pompe, du signal et de l'émission spontanée dans un amplificateur $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ sont déterminées par les équations différentielles suivantes :

$$\frac{dP_p^\pm}{dz} = \pm [(\alpha_{\text{Yb}} + g_{\text{Yb}}) \cdot n_{\text{Yb}} - (\alpha_{\text{Yb}} + l_{\text{gain}})] \cdot P_p^\pm \quad (1.12)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = [(\alpha_{\text{Er}} + g_{\text{Er}}) \cdot n_{\text{Er}} - (\alpha_{\text{Er}} + l_{\text{coeur}})] \cdot P_s \quad (1.13)$$

$$\frac{dP_{\text{ASE}}^\pm(\nu)}{dz} = \pm [(\alpha_{\text{Er}} + g_{\text{Er}}) \cdot n_{\text{Er}} - (\alpha_{\text{Yb}} + l_{\text{coeur}})] \cdot P_{\text{ASE}}^\pm \pm 2h\nu \cdot \Delta\nu \cdot g_{\text{Er}} \quad (1.14)$$

Le signe \pm fait référence à la propagation dans les directions co-propagative et contra-propagative par rapport au signal. On a aussi inclus les pertes intrinsèques de la pompe dans la gaine interne (l_{gain}) et du signal et du ASE dans le cœur (l_{coeur}).

On considère que l'Yb ne génère pas d'émission spontanée; expérimentalement on ne voit qu'une très faible émission.

Une fois calculées les expressions de n_{Er} et n_{Yb} analytiquement, le système d'équations couplées (1.12)-(1.14) peut être résolu numériquement en faisant le calcul en co et contra-propagatif le long de la fibre avec la méthode de résolution de Runge-Kutta d'ordre 4 [Des94].

Pour que le modèle soit le plus précis, les paramètres de la fibre doivent être déterminés expérimentalement. Le tableau 1.1 décrit les valeurs utilisées [Jao03] :

Tableau 1.1 Paramètres de la fibre à double gaine $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$.

Paramètre	Symbole	Valeur
Diamètre du cœur	a	6,1 μm
Diamètre de la gaine	b	130 μm
Intégrale de recouvrement (1550 nm)	Γ	0,76
Absorption de l'Yb dans la gaine (975,2 nm)	α_{Yb}	2,34 dB/m
Gain de l'Yb dans la gaine (975,2 nm)	g_{Yb}	2,34 dB/m
Absorption de l'Er dans le cœur (1535 nm)	α_{Er}	41,7 dB/m
Gain de l'Er dans le cœur (1535 nm)	g_{Er}	41 dB/m
Densité de dopants Yb	N_{Yb}	$9,1 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$
Densité de dopants Er	N_{Er}	$1,9 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$
Temps de vie Yb	τ_{Yb}	1,5 ms
Temps de vie Er	τ_{Er}	11 ms
Coefficient de transfert Yb	k_{tr}	$3,5 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$
Paramètre de luminescence coopérative	C	$3,5 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}$
Pertes intrinsèques dans la gaine	l_{gaine}	30 dB/km
Pertes intrinsèques dans le cœur	$l_{\text{cœur}}$	194 dB/km
Rendement de couplage	η	80%

La figure 1.15 montre la comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation pour des puissances de sortie allant jusqu'à 1 W. Le montage expérimental est décrit dans la figure 1.16. Dans l'expérience, l'amplificateur était formé par 10 m de fibre à double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ pompée en contra-propagatif par une diode laser de 4 W de puissance de sortie à la longueur d'onde de 975 nm. Le signal d'entrée est généré par un laser DFB de +8 dBm à 1544 nm.

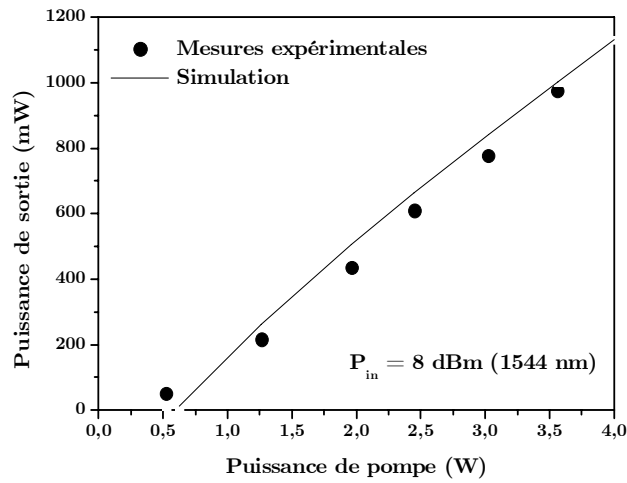


Figure 1.15 Evolution de la puissance de sortie avec la puissance de pompe.

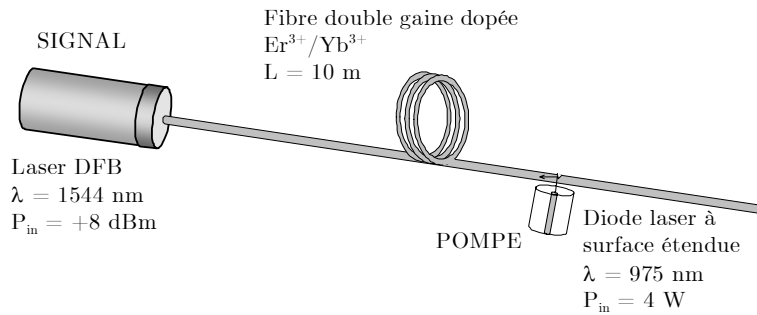


Figure 1.16 Montage expérimental pour la validation du modèle de l'amplificateur.

Des pertes d'insertion de 0.4 dB à l'entrée et à la sortie ont été prises en compte au moment de faire les simulations. On peut observer une bonne concordance entre les mesures expérimentales et les calculs aussi bien à fortes puissances qu'à puissances plus faibles.

1.5.2 Spectre de gain des amplificateurs $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

La figure 1.17 montre le spectre de gain en petit signal mesuré pour différentes longueurs de fibre dopée. Le pompage a été réalisé en configuration contra-propagative par une diode laser de 4 W à 975 nm et la puissance d'entrée est de -33 dBm.

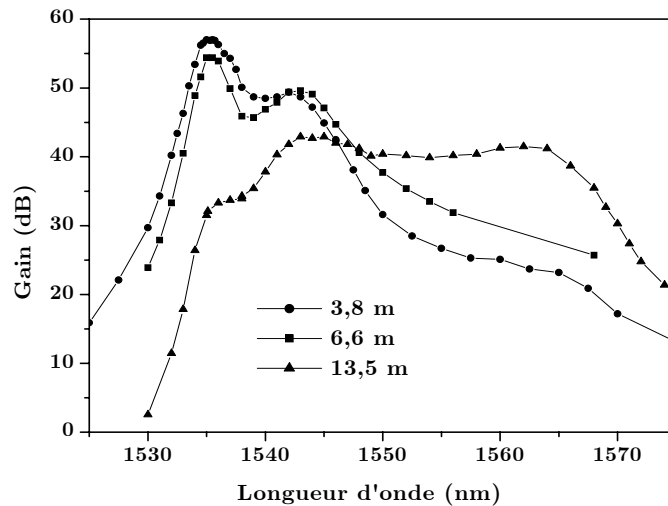


Figure 1.17 Spectre de gain en régime petit signal pour différentes longueurs de fibre dopée.

Cette courbe montre que le gain décroît et s'aplatit quand la longueur de la fibre augmente. Ceci est dû au fait que, plus la fibre est longue, plus l'inversion de population moyenne est faible puisque l'inversion de population totale reste constante. Si on se reporte à la figure 1.14, on voit que le spectre de gain diminue et s'aplatit quand l'inversion de population moyenne diminue.

1.5.3 Architecture de l'amplificateur à fibre double gaine $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

L'architecture typique d'un amplificateur est représentée en figure 1.18. La première étape consiste en un pré-amplificateur, plus précisément un EDFA conventionnel à faible bruit. Il sert à avoir une forte puissance à l'entrée de la fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ afin de travailler en régime de saturation.

Un isolateur est placé entre l'EDFA et la fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. Il sert à éviter que l'ASE de cette dernière se propageant en sens contra-propagatif réduise le taux d'inversion de population du préamplificateur.

La fibre dopée est pompée avec la méthode d'injection transverse par une encoche (page 23) permettant un taux d'absorption de la pompe de 90%.

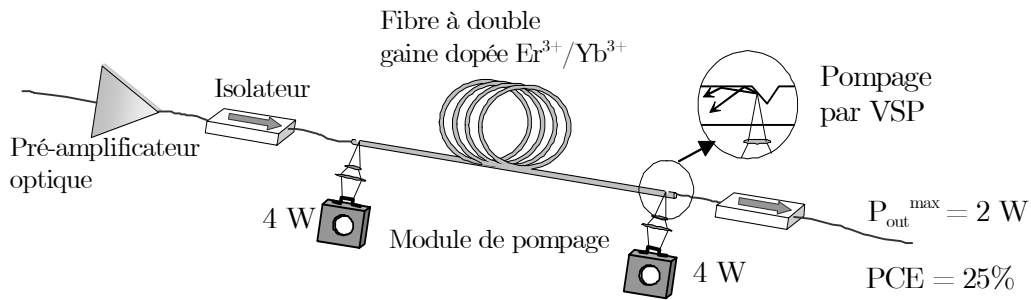


Figure 1.18 Architecture d'un amplificateur $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ de puissance

Il est possible de pomper en co- et contra-propagatif à l'aide de deux diodes laser émettant 4 W chacune. Dans ces conditions, on obtient une puissance de sortie maximum de 2 W. Le rendement en puissance (PCE) est de l'ordre de 25%.

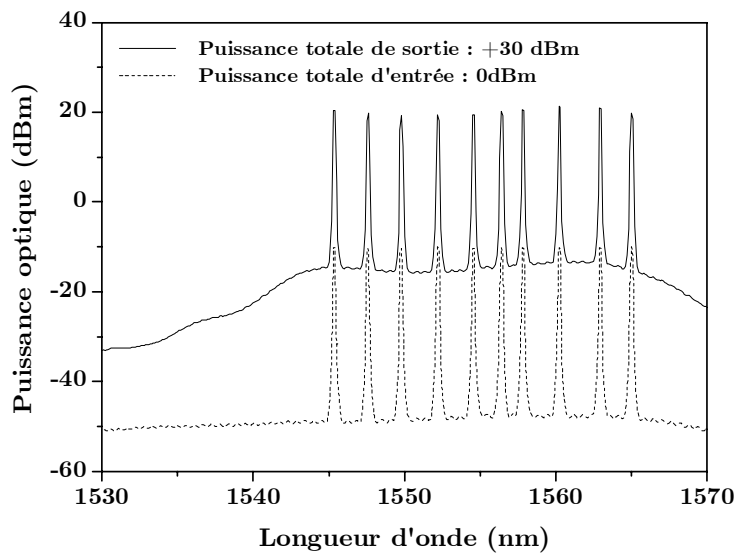


Figure 1.19 Spectres d'entrée et de sortie d'un peigne WDM de 10 canaux. Le gain est uniforme dans la bande 1545-1565 nm sans filtre égalisateur de gain.

1.5.4 Utilisation des amplificateurs en régime WDM

La bande de gain typique en régime de saturation est 1535-1565 nm dans un système à une seule longueur d'onde. La figure 1.19 montre le spectre d'un système multiplexé en longueur d'onde (WDM) avec 10 longueurs d'onde. La puissance totale d'entrée est de 0 dBm et celle de sortie +30 dBm. L'ondulation résiduelle de gain

(gain flatness) est de 2.2 dB dans la bande 1545-1565 nm sans filtre égalisateur de gain.

Il est néanmoins possible d'ajouter une étape intermédiaire dans la fibre afin d'y insérer un filtre égalisateur de gain [Eve02]. Ceci permet d'aplatir le spectre et d'élargir la bande de gain à 1535-1567 nm.

Cet amplificateur $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ permet un usage polyvalent pour des applications en monocanal ou bien en WDM. Ses principales caractéristiques sont le fort rendement de conversion de puissance, un faible facteur de bruit et une platitude de gain considérable avec un rapport signal sur bruit élevé. Ces performances font de ce dispositif un amplificateur rentable pour des systèmes WDM fonctionnant dans la plage 1535-1565 nm.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la technologie des amplificateurs de puissance à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. Il s'agit de composants qui combinent les avantages de la structure double gaine, du codopage $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ et d'une technique de pompage performante, le pompage par encoche. Ceci permet un fort taux d'absorption de la pompe ainsi qu'un rendement de couplage très élevé.

Le rendement en puissance de tels amplificateurs atteint 25% ; un pompage en configuration co- et contra-propagative avec des diodes laser de 4 W chacune permet donc l'obtention d'une puissance de sortie de 2 W, c'est-à-dire, 10 fois supérieure à celle des EDFA conventionnels. L'utilisation des diodes laser multimodes de forte puissance et faible coût pour le pompage a réduit considérablement le prix de ces dispositifs.

Loin de se stabiliser, la tendance à augmenter en puissance continue à être importante. De nombreuses sociétés développent des lasers et des amplificateurs avec des puissances de plus en plus élevées qui semblaient impossibles à atteindre quelques années auparavant.

A titre d'exemple, la société SPI a développé une fibre appelée GTWave™ décrite dans la page 23. Cette fibre permet la conception d'amplificateurs à 1,55 μm avec une puissance de sortie de 10 W, ainsi que des lasers émettant des centaines de watts. Les télécommunications fibrées ne font pas encore partie des applications immédiates de ces composants, mais on les trouve déjà dans d'autres secteurs tels que l'industrie aérospatiale.

1.7 Bibliographie

- [Bar89] Barnes W.L., Poole S.B., Townsend J.E., Reekie L., Taylor D.J., Payne D.N. *Er^{3+} - Yb^{3+} and Er^{3+} doped fiber lasers*. Journal of Lightwave Technology, 1989, vol. 7, n° 10, pp. 1461-1465.
- [Bor02] Bordais, S. *Etude des amplificateurs et lasers $1\mu m$ de forte puissance à base de fibre double gaine dopée ytterbium*. Thèse : Physique. Rennes : Université de Rennes I, 2002, 227 p.
- [Del93] Delevaque E., Georges T., Monerie M., Lamouler P., Bayon J.F. *Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers*. IEEE Photonics Technology Letters, 1993, vol. 5, n° 1, pp. 73-75.
- [Des94] Desurvire, E. *Erbium-doped fiber amplifiers. Principles and applications*. New York : J. Wiley and sons, 1994, 770 p. ISBN 0-471-58977-2
- [DiG99] DiGiovanni D.J., Stentz A.J. *Tapered fiber bundles for coupling light into and out of cladding-pumped fiber devices*. Brevet U.S. 5,864,644. 26 janvier 1999.
- [DiP94] Di Pasquale F., Federighi, M. *Improved gain characteristics in high-concentration Er^{3+}/Yb^{3+} codoped glass waveguide amplifiers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1994, vol. 30, n° 9, pp. 2127-2131.
- [Doy01] Doya V., Legrand O., Mortessagne F. *Optimized absorption in a chaotic double-clad fiber amplifier*. Optic Letters, 2001, vol. 26, n° 12, pp. 872-874.
- [Eve02] Even P., Tallaron N., Monteville B., Métayer R., Ossikovski R., Pureur D. *A +24dBm two stage hybrid Er doped - Er/Yb co-doped double clad fiber amplifier for the C band*. European Conference on Optical Communication, 2002, pp. P1.25.
- [Fed95] Federighi M., Di Pasquale F. *The effect of pair-induced energy transfer on the performance of silica waveguide amplifiers with high Er^{3+}/Yb^{3+} concentrations*. IEEE Photonics Technology Letters, 1995, vol. 7, n° 3, pp. 303-305
- [Gap82] Gapontsev V.P., Matitsin S.M., Isineev A.A., Kravchenko V.B. *Erbium glass lasers and their applications*. Optics & Laser Technology, 1982, vol. 14, n° 4, pp. 189-196.
- [Gil91] Giles R., Desurvire E. *Modeling erbium-doped fiber amplifiers*. Journal of Lightwave Technology, 1991, vol. 9, n° 2, pp. 271-283.
- [Gol98] Goldberg L., Koplw J. *Compact, side-pumped 25 dBm Er/Yb co-doped double cladding fibre amplifier*. Electronics Letters, 1998, vol. 34, n° 21, pp. 2027-2028.

- [Gru99] Grudinin A.B., Nilsson J., Turner P.W., Renaud C.C., Clarkson W.A., Payne D.N. *Single clad coiled optical fibre for high power lasers and amplifiers*. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 1999, pp. CPD26/1 -CPD26/2.
- [Hak01] Hakimi F., Hakimi H. *New side coupling method for double-clad fiber amplifiers*. Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO), 2001, CTuD2, p. 116.
- [Hef01] Heflinger D.G., Wickham M.G., Holleman G.W. *Apparatus for optically pumping an optical fiber from the side*. Brevet U.S 6,243,515. 5 juin 2001.
- [Hwa00] Hwang B.C., Jiang S., Luo T., Watson J., Sorbello G., Peyghambarian N. *Cooperative upconversion and energy transfer of new high Er^{3+} - and Yb^{3+} - Er^{3+} -doped phosphate glasses*. Journal of the Optical Society of America B, 2000, vol. 17, n° 5, pp. 833-839.
- [Jao03] Jaouen Y., Bordais S., Olmedo E., Kulcsar E., Allain J.Y. *High power cladding-pumped $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ fiber amplifiers: technologies, performances and impact of nonlinear effects*. Annales des Télécommunications, 2003, vol. 58, n° 9-10, novembre-décembre 2003.
- [Joi96] Joindot, I. et M. *Les télécommunications par fibres optiques*. Paris : Dunod et CNET-ENST, 1996, 738 p. ISBN 2-10-002787-5.
- [Kar97] Karásek, M. *Optimum Design of Er^{3+} - Yb^{3+} codoped fibers for large signal high-pump-power applications*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, vol. 33, n° 10, pp. 1699-1705.
- [Kop03] Koplow J.P., Moore S.W., Kliner D.A. *A new method for side pumping of double-clad fiber sources*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2003, vol. 39, n° 4, pp. 529-540.
- [Las] Voir les fiches techniques des diodes laser de puissance de, par exemple, JDS Uniphase (www.jdsu.com), Osram (www.osram-os.com) ou Spectra-Physics (www.spectraphysics.com).
- [Lep01] Leproux P., Février S., Doya V., Roy P., Pagnoux D. *Modeling and optimization of double-clad fiber amplifiers using chaotic propagation of the pump*. Optical Fiber Technology, 2001, vol. 7, n° 4, pp. 324-339.
- [Mue96] Muendel, M.H. *Optimal inner cladding shapes for double-clad fiber lasers*. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 1996, CTuU2, p. 209.
- [Nil94] Nilsson J., Scheer P., Jaskorzynska B. *Modeling and optimization of short Yb^{3+} -sensitized Er^{3+} -doped fiber amplifiers*. IEEE Photonics Technology Letters, 1994, vol. 6, n° 3, pp. 383-385.
- [Ped91] Pedersen B., Bjarklev A., Hedegaard J., Dybdal K., Larsen C.C. *The design of erbium-doped fiber amplifiers*. Journal of Lightwave Technology, 1991, vol. 9, n° 9, pp. 1105-1112.

- [Rip95] Ripin D.J., Goldberg L. *High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded v-grooves*. Electronics Letters, 1995, vol. 31, n° 25, pp. 2204 -2205.
- [San93] Sanchez F., Le Boudec P., François P.L, Stephan G. *Effects of ions pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers*. Physical Review A, 1993, vol. 48, n° 3, pp. 2220-2229.
- [Sun97] Sun Y., Zyskind J., Srivastava A. *Average inversion level, modeling and physics of erbium-doped fiber amplifiers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, vol. 3, n° 4, pp. 991-1007.
- [Val01] Valley, G. *Modeling cladding-pumped Er/Yb fiber amplifiers*. Optical Fiber Technology, 2001, vol. 7, n° 1, pp. 21-44.
- [Web95] Weber T., Lüthy W., Weber H, Neuman V., Berthou H., Kotrotsios G. *A longitudinal and side-pumped single transverse mode double-clad fiber laser with a special silicone coating*. Optics Communications, 1995, vol. 115, n° 1-2, pp. 99-104.
- [Xu03] Xu J., Lu J., Kumar G., Lu J., Ueda K. *A non-fused fiber coupler for side-pumping of double-clad fiber lasers*. Optics Communications, 2003, vol. 220, n° 4-6, pp. 389-395
- [Zou95] Zou X., Toratani H. *Evaluation of spectroscopic properties of Yb^{3+} -doped glasses*. Physical Review B, 1995, vol. 52, n° 22, pp. 15889-15897.

Chapitre 2

Introduction aux effets non linéaires dans les amplificateurs de puissance à fibre

Dans la théorie linéaire de propagation des fibres optiques, l'atténuation et la dispersion sont les principaux paramètres à prendre en compte lors de l'étude de l'évolution des signaux dans une fibre. Ces paramètres sont considérés comme indépendants de la puissance optique des signaux se propageant dans une même fibre et aucune interaction n'est prise en compte.

Ceci peut être considéré comme exact tant que la puissance des signaux n'est pas élevée et que la longueur d'interaction est réduite. Mais, avec l'apparition de transmissions optiques à longue distance, les effets non linéaires dans ces systèmes ont dû être pris en compte. Ces effets limitent effectivement la capacité de transmission puisqu'ils donnent lieu à des interférences ou des distorsions [Waa90], [Chr90].

Une deuxième étape dans la manifestation des effets non linéaires est apparue avec l'augmentation de la puissance dans les dispositifs fibrés. Il n'a pas été surprenant de constater des non-linéarités à l'intérieur des amplificateurs à fibre dont la longueur ne dépasse pas normalement la dizaine de mètres. Malgré leur longueur limitée, les puissances générées dans le cœur de 5-10 μm de diamètre deviennent très importantes. C'est donc le produit <densité de puissance \times longueur d'interaction>

qui doit être pris en compte lors de l'estimation des effets non linéaires dans un système.

Les effets non linéaires constituent l'une des principales limitations à l'obtention de fortes puissances dans les amplificateurs à fibre. En effet, une simple comparaison entre les caractéristiques des amplificateurs à cristaux solides et des amplificateurs à fibre dopée laisse prévoir que ces derniers soient plusieurs ordres de grandeur plus sensibles aux effets non linéaires par rapport aux amplificateurs solides (tableau 2.1).

	Diamètre du mode	Longueur de propagation
Amplificateurs à cristaux solides	1-3 mm	1-10 cm
Amplificateurs à fibre	6-10 μm	3-15 m

Tableau 2.1 Comparaison des caractéristiques des amplificateurs solides et des amplificateurs à fibre dopée.

Avec des diamètres de mode quelques centaines de fois plus petits et des longueurs de propagation quelques centaines de fois plus grandes, il faut s'attendre à ce que les amplificateurs à fibre soient de l'ordre de 10^6 fois plus sensibles aux effets non linéaires que les amplificateurs solides.

Dans les fibres optiques en silice il est possible de classer les non-linéarités en deux catégories : celles induites par l'indice de réfraction non linéaire (effet Kerr) et celles dues à la diffusion stimulée (Brillouin et Raman).

Par le biais de l'effet Kerr, la phase devient dépendante de l'intensité du champ électrique. Cette dépendance est à l'origine de trois effets : l'automodulation de phase (SPM), où les fluctuations de la puissance optique modulent la phase du signal produisant un élargissement du spectre ; la modulation de phase croisée (XPM) où les fluctuations de l'intensité d'un canal modulent les phases des autres canaux ; et le mélange à quatre ondes (FWM) où le battement entre deux canaux à fréquences différentes génère de nouvelles fréquences

On peut comprendre les diffusions stimulées Raman et Brillouin comme des couplages photon-phonon entre le champ électromagnétique et les vibrations mécaniques du milieu. Ces vibrations peuvent être acoustiques (Brillouin) ou optiques (Raman). Elles ont pour effet un transfert de puissance vers des fréquences plus basses, créant ainsi une perte de puissance du signal d'entrée.

Cependant, les non-linéarités n'apportent pas que des limitations aux systèmes optiques : il existe de nombreuses applications les mettant à profit. On trouve par exemple les solitons, issus de la compensation de la dispersion chromatique par les effets non linéaires [Mol86], [Kod87], les lasers et les amplificateurs Raman [Sut83],

[Isl02], la conversion en longueur d'onde [Oni98] et la compression d'impulsions [Tom84] entre autres.

Ce chapitre se veut une introduction générale aux effets non linéaires dans les amplificateurs de puissance présentés dans le chapitre précédent. Chaque effet traité sera décrit brièvement et, dans le cas de la diffusion Raman et de l'amplification paramétrique, quelques résultats expérimentaux seront présentés. L'effet Kerr ainsi que la diffusion Brillouin stimulée feront l'objet d'une étude plus approfondie dans les chapitres 3 et 4.

2.1 Effet Kerr

Lorsque des impulsions très brèves et très intenses traversent le cœur monomode d'une fibre optique, le vecteur de polarisation n'est plus proportionnel au champ électrique et l'indice de réfraction devient alors dépendant de l'intensité de l'onde optique. Le signal verra donc différents indices de réfraction selon que l'intensité soit faible, forte ou bien qu'il existe d'autres ondes dans le milieu. C'est l'effet Kerr optique.

La dépendance de l'indice de réfraction avec l'intensité optique s'exprime sous la forme suivante [Agr89] :

$$n(\omega, \mathbf{E}) = n_0(\omega) + n_2|\mathbf{E}|^2 \quad (2.1)$$

où \mathbf{E} est le champ électrique, n_0 est la contribution linéaire et n_2 est le coefficient de Kerr, qui dépend du matériau. La valeur de n_2 dans les fibres de silice pure se situe autour de $3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [Bos96], [Sto98], mais sa valeur varie selon la quantité et la nature des dopants incorporés [Kat95]. Malgré la faible valeur de n_2 , les fortes intensités crêtes ainsi que la faible section du cœur dans les fibres monomode rendent l'effet Kerr significatif dans le cas de la propagation d'impulsions ultracourtes, de l'ordre de la picoseconde. On verra dans le chapitre suivant que dans le cas d'une fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ la valeur de n_2 peut s'avérer bien supérieure.

Puisque la constante de propagation β est proportionnelle à l'indice de réfraction ($\beta(\omega, \mathbf{E}) = n(\omega, \mathbf{E}) \cdot \frac{\omega}{c}$), la propagation dans la fibre dépend de l'intensité du signal. Grâce à la théorie des perturbations on peut exprimer la propagation d'une impulsion dans une fibre active avec l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE) généralisée, prenant un cadre de référence se déplaçant avec l'impulsion à la vitesse de groupe [Kod87], [Agr89] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2}gA - \frac{1}{2}i\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + i\gamma|A|^2A \quad (2.2)$$

où $T = t - z/v_g$, $A \equiv A(z, t)$ est l'enveloppe lentement variable du signal, $g \equiv g(z)$ le gain par unité de longueur de la fibre, β_2 et β_3 les termes de dispersion d'ordre deux et trois (voir annexe A) et γ est le coefficient non linéaire défini par :

$$\gamma = \frac{n_2\omega}{cA_{eff}} \quad (2.3)$$

avec ω la pulsation du signal, c la vitesse de la lumière dans le vide et A_{eff} la surface effective de la fibre. Ce paramètre γ donne une mesure de la sensibilité de la fibre aux effets non linéaires qui peuvent avoir lieu lors de la propagation d'une impulsion. Sa valeur dans les fibres monomode standard est de $2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ à 1550 nm mais elle varie – de même que n_2 – avec le type de dopage, et aussi avec la surface effective. Le paragraphe 3.1.1 en page 64 présente la mesure de γ dans la fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ utilisée dans les amplificateurs étudiés. On y constate une valeur bien supérieure à celle des fibres standard.

Dans l'équation (2.2) le terme proportionnel à g correspond au gain existant en chaque point de la fibre dopée. Celui proportionnel à β_2 représente la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) responsable de l'élargissement de l'impulsion, β_3 est le coefficient de dispersion de troisième ordre et γ rend compte de l'effet Kerr responsable des effets non linéaires.

Les termes correspondants aux non-linéarités d'ordre supérieur tels les effets Raman ou l'auto-escarpement (self-steepening) ont été omis dans l'équation (2.2) du fait qu'ils sont négligeables pour des impulsions dont la largeur est $\gtrsim 100 \text{ fs}$, comme c'est le cas des impulsions traitées dans ce mémoire. L'ajout de termes adéquats permet toutefois d'en tenir compte, comme c'est traité couramment dans la littérature [Agr89].

On rappelle ici les définitions usuelles de longueur de dispersion L_D et longueur non linéaire L_{NL} dans les fibres, longueurs pour lesquelles la dispersion ou l'effet Kerr respectivement deviennent significatifs :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.4)$$

avec T_0 la durée initiale de l'impulsion et P_0 la puissance initiale.

Dans les cas des amplificateurs à fibre il est utile de définir une longueur effective de la fibre L_{eff} qui tient compte de la variation de puissance du fait de la présence du gain :

$$L_{eff} = \int_0^L e^{gz} dz = \frac{e^{gL} - 1}{g} \cong \frac{e^{gL}}{g} = L \cdot \frac{G}{\ln(G)} \quad (2.5)$$

avec g la distribution spatiale du gain, L la longueur de la fibre et G le gain total de l'amplificateur.

De même, il est courant de définir une longueur effective non linéaire $L_{NL_{eff}}$, analogue à la longueur non linéaire décrite L_{NL} , mais qui tient compte de la variation de la puissance du signal du fait de la présence du gain [Tam96] :

$$L_{NL_{eff}} = \frac{1}{\gamma P_{eff}} \quad (2.6)$$

P_{eff} étant la puissance effective de la fibre. Cette puissance est calculée de façon analogue à la longueur effective décrite en (2.5). Son expression est :

$$P_{eff} = \frac{1}{L} \int_0^L P_0 e^{gz} dz \cong P_0 \cdot \frac{\exp(gL)}{gL} = P_0 \cdot \frac{G}{\ln(G)} \quad (2.7)$$

Dans le cas d'un amplificateur à fibre avec $\gamma = 20 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ (voir section 3.1.1), un gain de 30 dB et un signal d'entrée de 5 mW de puissance crête, la longueur effective non linéaire de la fibre dopée est de moins de 10 cm, valeur largement en dessous des longueurs de fibres dopées utilisées couramment. Un fort impact des effets non linéaires est donc attendu.

Dans le chapitre suivant nous étudierons plus en détail l'effet Kerr dans les amplificateurs à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, et plus particulièrement l'automodulation de phase et le mélange à quatre ondes, grâce auquel la valeur du coefficient non linéaire γ a pu être mesurée.

2.2 Diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin stimulée ('SBS' pour Stimulated Brillouin Scattering) trouve son origine dans l'interaction entre une onde dite de pompe avec une onde acoustique. Cette interaction crée une onde Stokes à une fréquence inférieure à la fréquence de pompe se propageant dans le sens opposé à celle-ci. La diffusion Brillouin stimulée peut être considérée comme un transfert d'énergie du signal de pompe vers des fréquences inférieures, ce qui constitue une limitation importante des systèmes de transmission [Fis93], [Chr90], [Shi92], mais qui peut aussi être utilisé dans des nombreuses applications telles que les lasers et amplificateurs à effet Brillouin [Stk82],

[Fer94], ou encore la mesure du diamètre de mode des fibres [Oha92]. Dans une fibre de silice à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, le décalage entre l'onde de pompe et l'onde de Stokes est de l'ordre de 11 GHz, et la largeur de raie de l'ordre de quelques dizaines de MHz.

L'étude du SBS nécessite de la prise en compte de l'interaction entre la pompe et l'onde de Stokes. En régime continu, cette interaction est gouvernée par les équations couplées suivantes :

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s + (g - \alpha) I_p \quad (2.8)$$

$$-\frac{dI_s}{dz} = g_B I_p I_s + (g - \alpha) I_s \quad (2.9)$$

avec g_B le coefficient de gain Brillouin, I_p et I_s les intensités de pompe et de Stokes respectivement, g le gain linéaire de l'amplificateur α le coefficient d'atténuation de la fibre. Le signe $-$ de l'onde de Stokes indique qu'elle se déplace dans les sens opposé à la pompe.

La valeur du maximum de gain, $g_B \equiv g_B(\nu_B)$, dépend entre autres du coefficient élasto-optique et de la densité du matériau [Agr89]. Pour des fibres monomode en silice g_B vaut $5 \cdot 10^{-11}$ m/W, mais le couplage entre les ondes Stokes et pompe est sensible à la polarisation [Dev94]. Aussi dans le cadre d'une fibre longue de plusieurs kilomètres, les polarisations de l'onde pompe et Stokes se brouillent et il convient de remplacer g_B par $K \cdot g_B$ avec $0,5 < K < 1$. Par contri, ici on a considéré que l'état de polarisation des ondes de Stokes est égal à celui de la pompe, à cause de la longueur caractéristique réduite ($L_c = 1/g = 0,2 - 0,5$ m) et de la faible biréfringence de la fibre à double gaine qui forme l'amplificateur.

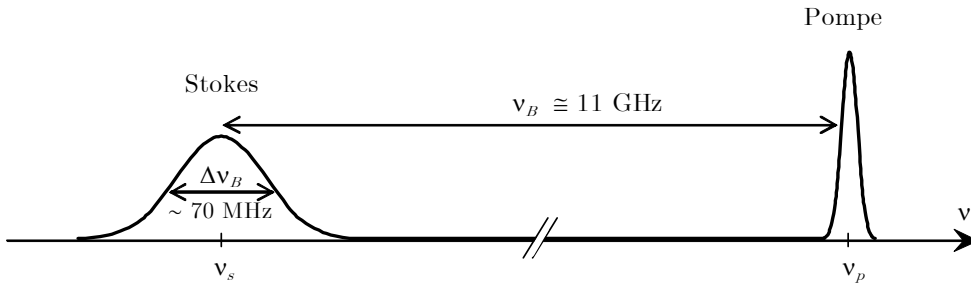


Figure 2.1 Diffusion Brillouin dans une fibre optique en silice à $1,55 \mu\text{m}$: représentation schématique des champs impliqués et valeurs des fréquences mises en jeu.

La puissance de seuil à partir de laquelle l'onde de Stokes devient comparable à l'onde de pompe peut être déduite à partir des équations (2.8)-(2.9). Sa valeur est donnée par la relation suivante [Smi72] :

$$g_B P_{seuil} L_{eff} / A_{eff} \approx 21 \quad (2.10)$$

Le facteur 21 est donné à titre indicatif, il dépend de la valeur exacte de la largeur de raie du gain Brillouin. Il peut aussi augmenter d'un facteur compris entre 1 et 2 selon que la pompe et le Stokes gardent ou non la polarisation le long de la fibre [Aok88].

Le SBS peut avoir lieu en régime continu ou impulsionnel. Dans le cas du régime continu, il a été observé dans les amplificateurs à fibre double gaine dopée Yb^{3+} comme le montre la figure figure 2.2.

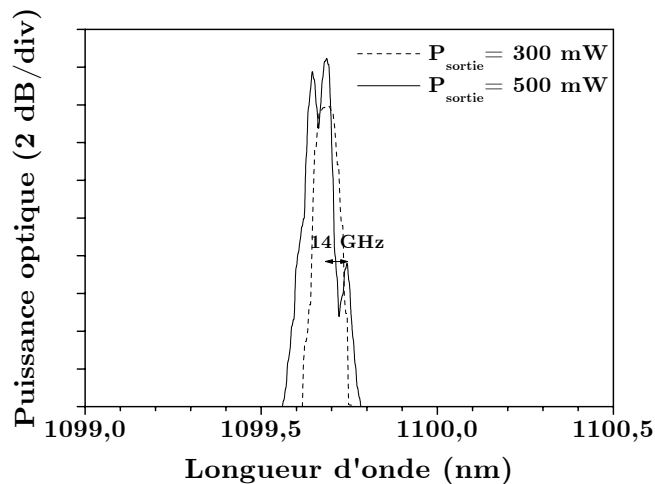


Figure 2.2 Spectre de sortie d'un amplificateur Yb^{3+} avec un signal continu en entrée. Pour $P_{sortie} = 300 \text{ mW}$, le seuil SBS n'a pas été atteint. Par contre, à 500 mW on observe la création d'une onde Stokes avec un décalage d'environ 14 GHz .

Lorsque la puissance de sortie est de 300 mW , le spectre ne présente pas de décalage en fréquence ; par contre, à 500 W on observe un pic décalé d'environ 14 GHz par rapport au signal initial. Du fait de ce décalage, ce pic semble correspondre à l'onde de Stokes, si bien la mesure fluctue considérablement dans le temps.

2.3 Diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée (SRS) est un phénomène qui découle de l'interaction entre une onde optique et les vibrations des molécules du matériau dans lequel l'onde optique se propage. Elle est similaire à la diffusion Brillouin stimulée dans le sens où elle se manifeste à travers la génération d'une onde de Stokes décalée vers de fréquences plus basses. Par contre, les deux diffusions diffèrent considérablement sur d'autres aspects tels que la fréquence de décalage, la puissance de seuil, la valeur du gain et la largeur de raie principalement.

L'interaction entre le signal de pompe I_p et de Stokes I_s s'exprime de façon analogue au cas de la diffusion Brillouin stimulée [Agr89] :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s + (g - \alpha) I_p \quad (2.11)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s + (g - \alpha) I_s \quad (2.12)$$

avec g_R le coefficient de gain Raman et ω_p et ω_s les pulsations de la pompe et du Stokes respectivement. Les autres paramètres sont similaires à ceux des équations (2.8)-(2.9).

La puissance de seuil Raman est définie comme la puissance d'entrée de la pompe pour laquelle l'onde de Stokes devient aussi puissante que la puissance de pompe en sortie. Sa valeur peut être déduite des équations (2.11)-(2.12), et elle prend la forme [Agr89] :

$$g_R P_{seuil} L_{eff} / A_{eff} \approx 16 \quad (2.13)$$

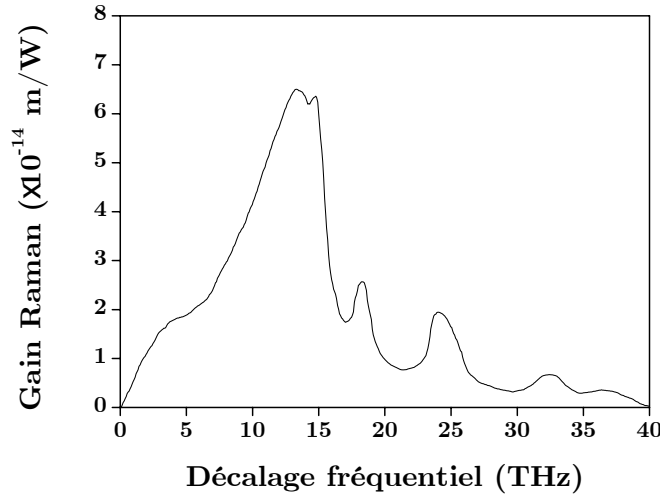


Figure 2.3 Spectre de gain Raman dans une fibre en silice pure pour une longueur d'onde de pompe de 1450 nm.

Ainsi, pour une fibre active en silice de 10 m de longueur, $50 \mu\text{m}^2$ de surface effective et un gain de 20 dB, la puissance seuil à 1550 nm est d'environ 60 W à 1550 nm si on prend la valeur standard de $g_R = 6,5 \cdot 10^{-14}$ m/W dans la silice.

Le spectre du gain Raman pour une fibre SMF avec une longueur d'onde de pompe de 1450 nm est présenté dans la figure 2.3 [Isl02]. Il est représenté en fonction du décalage fréquentiel par rapport à la pompe. Le pic principal du spectre, dû au mouvement de flexion des liens de la molécule Si-O-Si [Gal79], s'étale de 5 à 15 THz, le maximum se trouve à environ 13 THz avec une valeur de $g_R = 6,5$ m/W. L'échelle du spectre varie de façon inversement proportionnelle à la longueur d'onde

On observe une importante différence entre les spectres des gains Raman et Brillouin. Tout d'abord, le maximum de gain Raman est quelques centaines de fois plus faible que le gain Brillouin ($g_B \cong 5 \cdot 10^{-11}$ m/W, $g_R \cong 6,5 \cdot 10^{-14}$ m/W à 1550 nm), ce qui entraîne une puissance de seuil Raman beaucoup plus élevée que celle du SBS comme on vient de le voir. Une autre différence importante entre le SBS et le SRS concerne la largeur de bande : dans le cas Brillouin elle s'étale sur quelques dizaines de MHz, tandis que dans le Raman elle le fait sur quelques THz.

La figure 2.4 montre le spectre de gain Raman relatif pour différents cristaux purs mesuré avec une pompe de $\lambda_p = 514$ nm, d'après [Gal78]. La différence entre les spectres est très importante. La combinaison de deux ou plusieurs de ces éléments peut donner lieu à des spectres Raman étendus, très intéressants pour la conception de lasers à effet Raman par exemple.

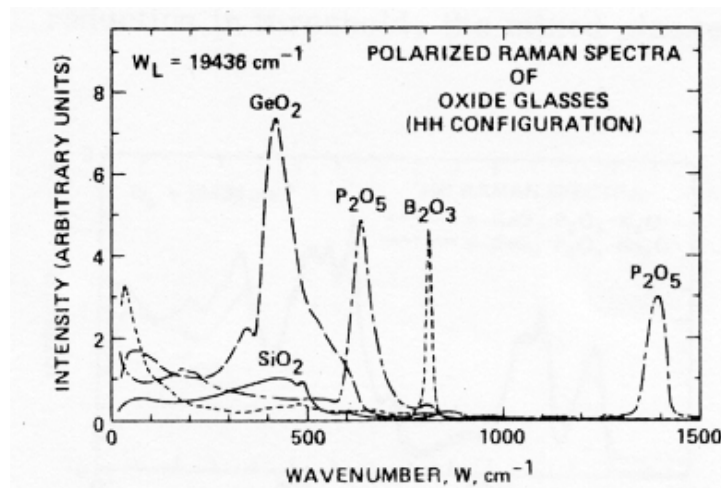


Figure 2.4 Spectre du gain Raman dans des cristaux de SiO_2 , GeO_2 , P_2O_5 et B_2O_3 purs (d'après [Gal78]).

Des mesures du spectre Raman ont été réalisées sur des amplificateurs à fibre dopée Yb^{3+} . Le choix de la longueur d'onde à $1 \mu\text{m}$ a été imposé par les limitations de la plage de mesure de l'analyseur de spectre. En effet, à 1064 nm le pic du gain Raman se situe autour de 1110 nm , alors qu'à 1550 nm il se trouve à 1700 nm et la plupart des analyseurs de spectre s'arrêtent à cette longueur d'onde.

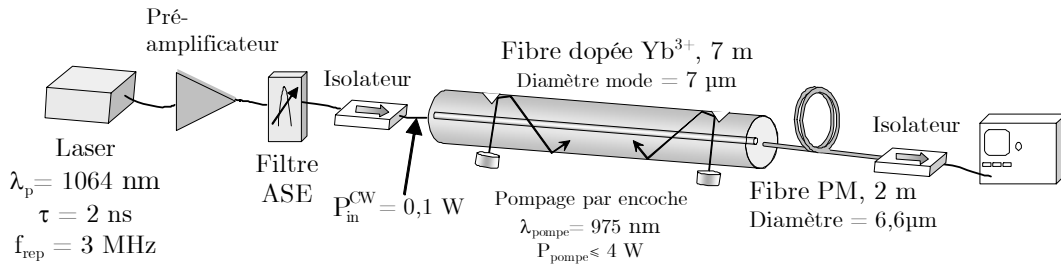


Figure 2.5 Montage expérimental pour la mesure du spectre Raman dans les amplificateurs de puissance à fibre dopée Yb^{3+} .

Le laser émet des impulsions de 2 ns avec une fréquence de répétition de 3 MHz . Un EDFA a été utilisé afin d'obtenir une puissance moyenne d'entrée de $0,1 \text{ W}$, nécessaire à l'observation du SRS dans l'amplificateur de puissance. La fibre dopée Yb^{3+} fait 7 m de longueur et son diamètre de mode est de $7 \mu\text{m}$. Le pompage se fait en co- et contra-propagatif à l'aide de deux diodes qui génèrent des puissances pouvant atteindre 4 W . En sortie, une fibre à maintien de polarisation de 2 m de longueur fait le lien entre l'amplificateur de puissance et la sortie du système.

La figure 2.6 montre la sortie du système pour 4 puissances crête de sortie. On observe l'évolution du gain Raman au fur et à mesure que la puissance augmente. Les ondulations près de la longueur d'onde du laser proviennent du filtre du laser, qui crée une sorte de cavité du type Fabry-Perot.

Pour une puissance crête de sortie de $0,27 \text{ kW}$, on retrouve un spectre de gain Raman semblable à celui de la silice pure (voir figure 2.3) : la diffusion Raman stimulée se fait principalement dans le tronçon de fibre non dopée de 2 m , étant donné que le maximum de puissance se fait vers la fin de l'amplificateur.

En augmentant la puissance de sortie, le déclenchement du SRS se décale vers l'entrée de l'amplificateur, il peut donc avoir lieu dans la fibre dopée Yb^{3+} . On observe ainsi un gain dont la forme est différente de celle de la silice pure. L'explication la plus simple veut qu'il corresponde au spectre Raman de la fibre dopée, mais on ne dispose pas de courbes sur le gain Raman des fibres dopées Yb^{3+} pour les comparer avec les nôtres. Pour une puissance crête de $0,76 \text{ kW}$ on observe également un

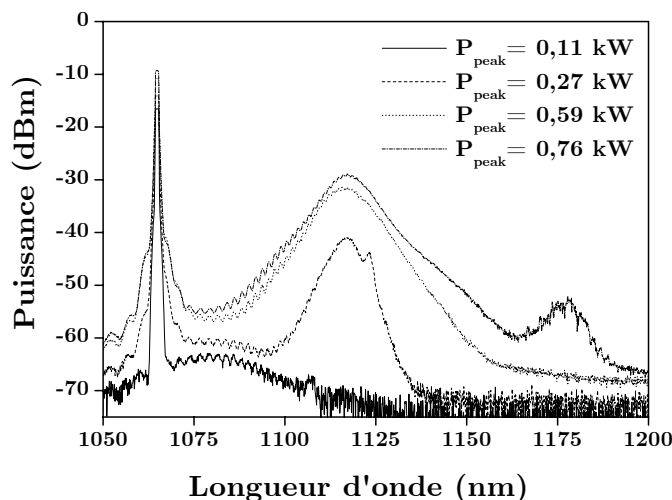


Figure 2.6 Spectre Raman à la sortie d'un amplificateur Yb^{3+} pour différentes puissances crête. $\lambda_p : 1064 \text{ nm}$,
 $P_{CW}^{in} = 0,1 \text{ W}$, $\tau_0 = 2 \text{ ns}$, $f_{rep} = 3 \text{ MHz}$.

deuxième pic qui, en vue du décalage spectral, correspond au Raman d'ordre 2. La diffusion Raman doit donc être prise en compte quand la puissance crête de sortie du système dépasse la centaine de watts.

2.4 Amplification paramétrique

2.4.1 Introduction à l'amplification paramétrique

L'amplification paramétrique est un processus non linéaire dérivé de l'effet Kerr. Elle trouve son origine dans le mélange à quatre ondes (FWM), qui sera présenté plus en détail dans la section 3.1, page 62. Le FWM est l'interaction de trois ondes aux fréquences ω_i , ω_j et ω_k ($k \neq i, j$) qui génère un signal à la fréquence $\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k$. Dans le cas partiellement dégénéré, c'est-à-dire, dans le cas où deux des ondes incidentes ont la même fréquence ($\omega_i = \omega_j \equiv \omega_p$), il existe un transfert d'énergie de l'onde dite de pompe ω_p vers deux ondes décalées en fréquence d'une quantité $\pm\Omega = \pm(\omega_k - \omega_p)$. Si on injecte un signal de faible puissance à la fréquence $\omega_s = \omega_p + \Omega$ au même temps que la pompe de forte puissance à ω_p , il y aura deux ondes générées : l'une à ω_s coïncidant avec le signal d'entrée et l'autre à $\omega_c = 2\omega_p - \omega_s$, appelé 'signal conjugué'. L'onde à ω_s verra donc sa puissance augmentée ; ce gain est communément appelé 'gain paramétrique'.

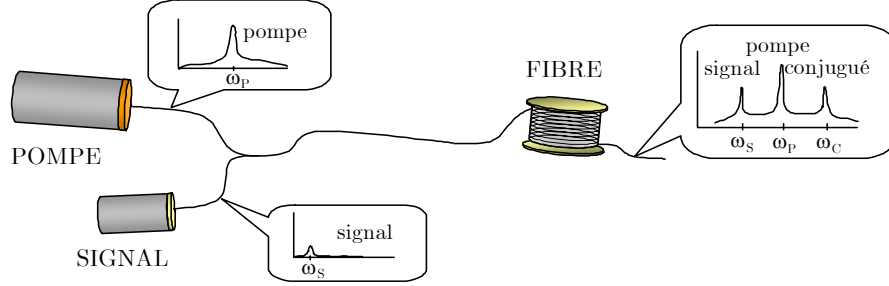


Figure 2.7 Schéma du montage pour la mise en évidence de l'amplification paramétrique dans les fibres.

L'amplification paramétrique peut être considérée du point de vue de la mécanique quantique comme la conversion de deux photons de fréquence ω_p en un photon à la fréquence ω_s et un autre à la fréquence ω_c .

Les trois ondes impliquées dans le processus (pompe, signal et conjugué) interagissent de la façon suivante [Sto82] :

$$\frac{dA_p}{dz} = i\gamma P_p A_p \quad (2.14)$$

$$\frac{dA_{s,c}}{dz} = i[\beta_{s,c} + 2\gamma P_p]A_p + \gamma P_p e^{i\Delta\beta z} A_{s,c}^* \quad (2.15)$$

où A_p , A_s et A_c sont les intensités de la pompe, du signal et du conjugué respectivement, γ le coefficient non linéaire et P_p la puissance d'entrée de la pompe.

Le gain paramétrique est donné par l'expression suivante [Sto82] :

$$g = \sqrt{(\gamma P_p)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2} \quad (2.16)$$

avec κ est le coefficient de désaccord de phase donné par l'expression :

$$\kappa = 2\gamma P_p + \Delta\beta \quad (2.17)$$

Le terme $2\gamma P_p$ correspond au déphasage non linéaire de la fibre, tandis que le terme $\Delta\beta$ correspond au désaccord de phase linéaire dû à la dispersion de la vitesse de groupe (GVD). Le maximum de gain a lieu lorsque $\kappa = 0$, c'est-à-dire, quand les deux désaccords de phase se compensent et $\Delta\beta = -2\gamma P_p$.

Le gain total du signal est donné par l'expression suivante [Mar96]:

$$G_s = 1 + \left[\frac{\gamma P_p}{g} \cdot \sinh(gL) \right]^2 \quad (2.18)$$

Dans le cas où $\kappa = 0$, et si $gL \gg 1$, l'équation précédente devient :

$$G_s = \frac{1}{4} \exp(2\gamma P_p L) \quad (2.19)$$

L'amplification paramétrique est utilisée pour la création d'amplificateurs à fibre avec des largeurs de bande pouvant aller jusqu'à 200 nm [Han02], [Min01]. Du fait de la dépendance du gain avec le coefficient non linéaire, le développement de fibres avec de fortes non-linéarités ($\gamma \sim 50 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ pour les fibres ASMF) a permis une augmentation notable du gain de ces dispositifs.

2.4.2 Mise en évidence de l'amplification paramétrique dans les amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

L'amplification paramétrique peut avoir lieu dans un amplificateur à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ de la même façon que dans une fibre passive. Dans notre étude elle a été mise en évidence avec le montage présenté dans la figure 2.8 :

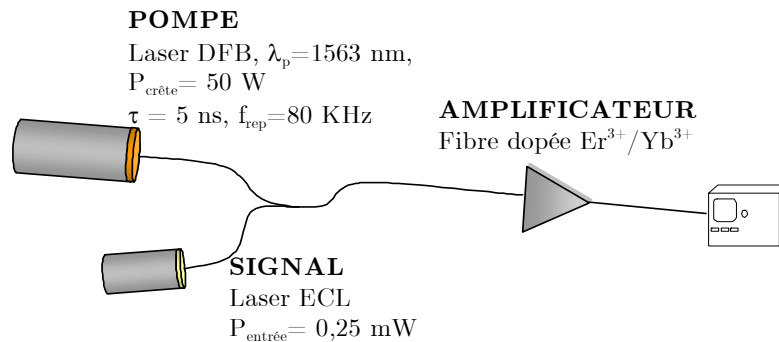


Figure 2.8 Montage expérimental pour la mise en évidence de l'amplification paramétrique dans les amplificateurs de puissance à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$.

Le signal de pompe est généré par un laser DFB à une longueur d'onde de 1563 nm, une puissance crête de 50 W, une durée d'impulsion de 5 ns et une fréquence de répétition de 80 kHz. Le rapport entre la puissance crête et la puissance moyenne est donc de 2500. Le signal provient d'un laser ECL avec une puissance de 0,25 mW. Les deux signaux sont couplés avant d'être injectés dans la fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ de notre amplificateur.

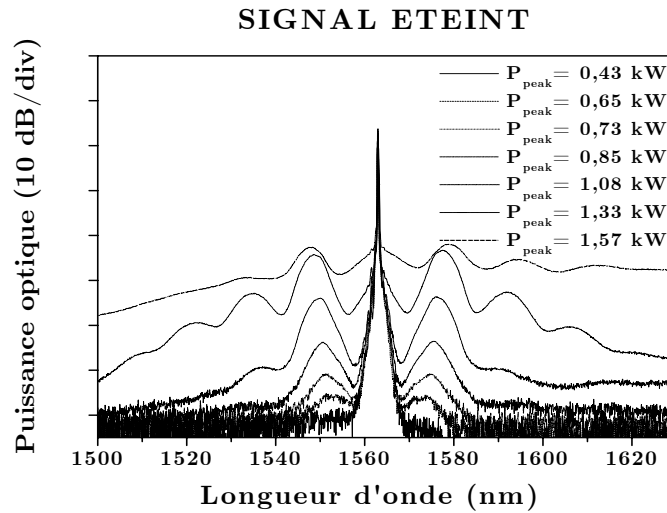


Figure 2.9 Spectre de sortie du système montré dans la figure précédente avec le signal éteint. On observe toutefois l'amplification paramétrique de l'ASE.

La figure 2.9 montre le spectre de sortie du système pour différentes puissances de sortie de la pompe quand il n'y a pas de signal à l'entrée. Les lobes qu'on observe sont dus à l'amplification paramétrique du bruit ASE. Les longueurs d'onde des lobes correspondent au maximum de gain paramétrique (équation (2.16)) Ils se déplacent

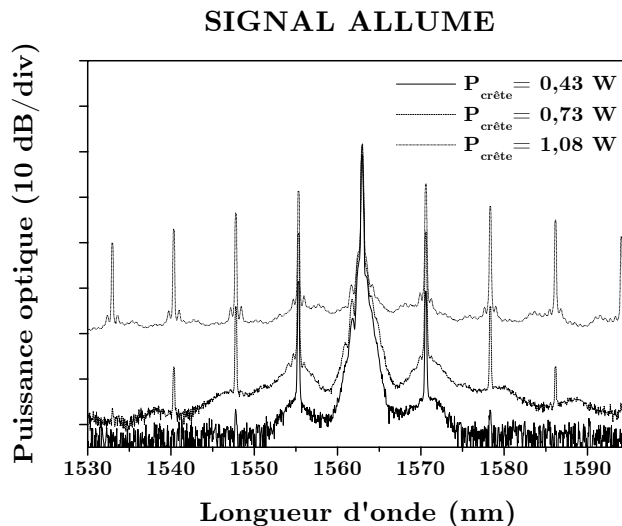


Figure 2.10 Spectre de sortie quand on injecte un signal continu de 0,25 mW, pour différentes puissances crête de la pompe. On observe la création du signal conjugué et, pour des puissances élevées, l'apparition d'autres raies à cause du FWM.

au fur et à mesure que la puissance de la pompe augmente puisque le gain est dépendant de cette puissance.

Quand un faible signal continu de 0,25 mW d'une longueur d'onde correspondant au maximum de gain paramétrique est injecté au même temps que la pompe, on observe la création du signal conjugué (figure 2.10). Le spectre du conjugué est similaire à celui du signal. Pour une puissance élevée, on observe l'apparition de raies supplémentaires, du fait du couplage par FWM entre les différents signaux.

2.5 Tableau comparatif des différents effets non linéaires dans les fibres à double gaine dopées $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

Le tableau suivant montre une synthèse des principales caractéristiques de chacun des effets non linéaires traités dans ce manuscrit. Il n'est pas extrêmement précis ou exhaustif : sa fonction est de donner un aperçu des principales limitations des amplificateurs utilisés.

Tableau 2.2 *Caractéristiques principales des effets non linéaires ayant lieu dans les amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$.*

Type	Nom	Largeur impulsion	Puissance seuil	Effet sur le signal
KERR <i>Origine :</i> Dépendance de n avec la puissance	SPM	0,1 - 10 ps	1 kW	Déformation du spectre, introduction de chirp
	FWM	-	> 1 W	Diaphotie dans les systèmes WDM
DIFFUSION <i>Origine :</i> Interaction photon - matière	SBS	10 ns - 10 μ s	10-40 W	Déformation temporelle, limitation de l'énergie
	SRS	1 ns - 1 ps	1 kW	Limite la cohérence des sources

2.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté les principaux effets non linéaires qui ont lieu dans les amplificateurs à fibre pouvant émettre des puissances supérieures à 1 W. La technologie de ces dispositifs est actuellement bien connue et ils trouvent des applications dans de nombreux secteurs.

Jusqu'à présent, les amplificateurs optiques étaient responsables des effets non linéaires dans la mesure où ils génèrent des puissances relativement élevées qui se propageaient à travers des kilomètres de fibre. Désormais, on observe les mêmes effets dans des fibres dont la longueur ne dépasse pas la dizaine de mètres. Les puissances extrêmement élevées créées dans les cœurs de ces fibres suffisent à l'apparition des non-linéarités.

Ces effets nuisent aux performances des amplificateurs puisqu'ils créent des distorsions ou des interférences entre les signaux. Bien connaître les causes est essentiel pour en limiter les conséquences défavorables. Les deux prochains chapitres présentent une étude approfondie des effets Kerr et SBS dans les amplificateurs de puissance à fibre, qui servira d'outil pour l'optimisation de ces composants.

2.7 Bibliographie

- [Agr89] Agrawal G. P. *Nonlinear fiber optics*. San Diego : Academic Press, 1989, 342 p. ISBN 0-12-045140-9.
- [Aok88] Aoki Y., Tajima K. *Stimulated Brillouin scattering in a long single-mode fiber excited with a multimode pump laser*. Journal of the Optical Society of America B, 1988, vol. 5, n° 2, pp. 358-363.
- [Bos96] Boskovic A., Chernikov S.V., Taylor J.R., Gruner-Nielsen L., Levring O.A. *Direct continuous-wave measurement of n_2 in various types of telecommunication fiber at 1.55 μm* . Optics Letters, 1996, vol. 21, n° 24, pp. 1966-1968.
- [Chr90] Chraplyvy A. R. *Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities*. Journal of Lightwave Technology, 1990, vol. 8, n° 10, pp. 1548-1557.
- [Dev94] van Deventer M.O., Boot A.J. *Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers*. Journal of Lightwave Technology, 1994, vol. 12, n° 4, pp. 585-590.
- [Fer94] Ferreira M.F., Rocha J.F., Pinto J.L. *Analysis of the gain and noise characteristics of fiber Brillouin amplifiers*. Optical and Quantum Electronics, 1994, vol. 26, pp. 34-44.

- [Fis93] Fishman D.A, Nagel J.A. *Degradations due to stimulated Brillouin scattering in multigigabit intensity-modulated fiber-optic systems*. Journal of Lightwave Technology, 1993, vol. 11, n° 11, pp. 1721-1728.
- [Gal78] Galeener F.L, Mikkelsen J.C., Geils R.H., Mosby W.J. *The relative Raman cross sections of vitreous SiO₂, GeO₂, B₂O₃, and P₂O₅*. Applied Physics Letters, 1978, vol. 32, n° 1, pp. 34-36.
- [Gal79] Galeener F. L. *Band limits and the vibrational spectra of tetrahedral glasses*. Physical Review B, 1979, vol. 19, n° 8, pp. 4292-4297.
- [Han02] Hansryd J., Andrekson P.A., Westlund M., Jie Li, Hedekvist P.O. *Optical parametric amplifiers and their applications*. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, 2002, vol. 8, n° 3, pp. 506-520.
- [Isl02] Islam M. N. *Raman amplifiers for telecommunications*. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, 2002, vol. 8, n° 3, pp. 548-559
- [Kat95] Kato T., Suetsugu Y., Takagi M., Sasaoka E., Nishimura M. *Measurement of the nonlinear refractive index in optical fiber by the cross-phase-modulation method with depolarized pump light*. Optics Letters, 1995, vol. 20, n° 9, pp. 988-990.
- [Kod87] Kodama Y., Hasegawa A. *Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, vol. 23, n° 5, pp. 510-524
- [Mar96] Marhic M.E., Kagi N., Chiang T.K., Kazovski L.G. *Broadband fiber optical parametric amplifiers*. Optics Letters, 1996, vol. 21, n° 8, pp. 573-575
- [Min01] Min-Chen Ho, Uesaka K., Marhic M., Akasaka Y., Kazovsky L.G. *200-nm-bandwidth fiber optical amplifier combining parametric and Raman gain*. Journal of Lightwave Technology, 2001, vol. 19, n° 7, pp. 977-981.
- [Mol86] Mollenauer L., Gordon J., Islam M. *Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1986, vol. 22, n° 1, pp. 157-173.
- [Oha92] Ohashi M., Shibata N., Shirakai K. *Fibre diameter estimation based on guided acoustic wave Brillouin scattering*. Electronics Letters, 1992, vol. 28, n° 10, pp. 900-902.
- [Oni98] Onishi M., Okuno T., Kashiwada T., Ishikawa S., Akasaka N., Nishimura M. *Highly nonlinear dispersion-shifted fibers and their application to broadband wavelength converter*. Optical Fiber Technology, 1998, vol. 4, n° 2, pp. 204-214.
- [Shi92] Shimizu K., Horiguchi T., Koyamada Y. *Coherent lightwave amplification and stimulated Brillouin scattering in an erbium-doped fiber amplifier*. IEEE Photonics Technology Letters, 1992, vol. 4, n° 6, pp. 564-567

- [Smi72] Smith R. G. *Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*. Applied Optics, 1972, vol. 11, n° 11, pp. 2489-Volume 11, Issue 11, pp. 2489-2494.
- [Stk82] Stokes L.F., Chodorow M., Shaw H.J. *All-fiber stimulated Brillouin ring laser with submilliwatt pump threshold*. Optics Letters, 1982, vol. 7, n° 10, pp. 509-511.
- [Sto82] Stolen R.H., Bjorkholm J.E. *Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1982, vol. QE-18, n° 7, pp. 1062-1072.
- [Sto98] Stolen R.H., Reed W.A., Kim K.S., Harvey G.T. *Measurement of the nonlinear refractive index of long dispersion-shifted fibers by self-phase modulation at 1.55 μm* . Journal of Lightwave Technology, 1998, vol. 16, n° 6, pp. 1006-1012.
- [Sut83] Suto K., Nishizawa J. *Low-threshold semiconductor Raman laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1983, vol. 19, n° 8, pp. 1251-1254.
- [Tam96] Tamura K., Nakazawa M. *Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers*. Optics Letters, 1996, vol. 21, n° 1, pp. 68-70.
- [Tom84] Tomlinson W.J., Stolen R.H., Shank C.V. *Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*. Journal of the Optical Society of America B, 1984, vol. 1, n° 2, pp. 139-149.
- [Waa90] Waarts, R.G., Friesem A.A., Lichtman E., Yaffe H.H., Braun R.P. *Nonlinear effects in coherent multichannel transmission through optical fibers*. Proceedings of the IEEE, 1990, vol. 78, n° 8, pp. 1344-1368.

Chapitre 3

L'effet Kerr dans les amplificateurs de puissance à fibre

L'effet Kerr apparaît lors de l'interaction entre une onde lumineuse et le matériau dans lequel elle se propage. Si la puissance de l'onde est suffisamment élevée, l'indice de réfraction ne peut plus être considéré constant et il devient dépendant de la puissance.

Selon que l'on considère une onde quasi monochromatique unique ou bien deux, trois, quatre... ondes distinctes, on va pouvoir isoler différentes manifestations physiques de l'effet Kerr. Remarquons que la distinction entre ces différents effets est partiellement arbitraire dans la mesure où l'on peut considérer que plusieurs ondes quasi monochromatiques de fréquences très voisines constituent une seule onde dont le spectre contiendrait toutes ces ondes partielles. Ici, nous traiterons chaque manifestation séparément afin d'éviter un formalisme trop lourd.

Dans ce chapitre, nous présenterons les principaux résultats concernant l'effet Kerr dans les amplificateurs de puissance à fibre dopée. Une première partie est consacrée à l'étude du mélange à quatre ondes (FWM), dans lequel l'interaction d'au moins deux signaux génère de nouvelles fréquences. Ce phénomène a été utilisé pour la mesure du coefficient non linéaire γ dont la valeur nous sera très utile lors des mo-

délisations qui ont suivi. En effet, l'impact des non-linéarités dans nos amplificateurs est tellement important qu'une mauvaise appréciation de ce coefficient introduirait des erreurs importantes.

Dans une deuxième partie nous aborderons l'automodulation de phase. Une mise en évidence expérimentale a été suivie d'un travail de modélisation, qui a été utilisé pour l'étude de l'influence de certains paramètres de l'amplificateur sur la forme des impulsions en sortie.

La dernière partie de ce chapitre montre un système de compression d'impulsions 'chirpées' grâce à l'automodulation de phase. Dans la même optique que la partie précédente, une modélisation suivie d'une optimisation des paramètres du système a été réalisée.

3.1 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes est un effet non linéaire de troisième ordre généré, comme l'automodulation de phase et la modulation de phase croisée, par la dépendance de l'indice de réfraction des fibres avec l'intensité. Dans le FWM, le battement entre deux longueurs d'onde (ou, pour les systèmes WDM, deux canaux) à la différence de fréquences module la phase de l'un des canaux générant ainsi des nouvelles fréquences. Quand trois ondes aux fréquences ω_i , ω_j et ω_k ($k \neq i, j$) interagissent à travers la susceptibilité de troisième ordre $\chi^{(3)}$, un signal est généré à la fréquence [Mil98] :

$$\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k \quad (3.1)$$

Ainsi trois ondes copropagatives génèrent, par FWM, neuf nouvelles ondes optiques. Les effets pénalisants sont immédiats dans un système WDM : même s'il n'a que 10 canaux, il y aura des centaines de nouvelles fréquences puisque toutes les combinaisons de 3 ondes donneront lieu à des produits de FWM. Si les canaux sont régulièrement espacés, les fréquences générées se superposent aux fréquences déjà existantes créant ainsi de la diaphotie (ou cross-talk). Dans le cas dégénéré $\omega_i = \omega_j$, deux nouvelles fréquences seront créées à $\omega_i - \Omega$ et $\omega_k + \Omega$, avec $\Omega = \omega_k - \omega_i$.

Le mélange à quatre ondes généré dans les EDFAs conventionnels a été considéré comme négligeable par rapport à celui généré dans les fibres de transmission du fait que les amplificateurs présentent en général une longueur de fibre trop courte pour que les effets soient significatifs. Par contre, ces dernières années les longueurs des fibres dans les EDFAs ont été augmentées pouvant dépasser la centaine de mé-

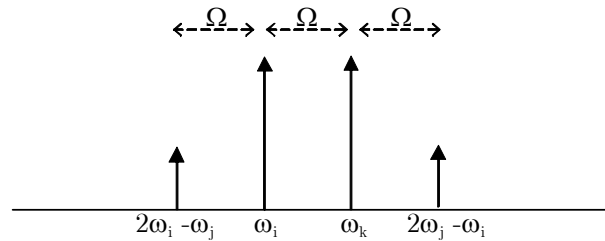


Figure 3.1 Schéma du processus du mélange à quatre ondes dans le cas partiellement dégénéré ($\omega_i = \omega_j$)

tres et donc les effets du FWM ont dû être pris en compte lors de la conception des systèmes [Rad99], [Liu99], [Vas00].

Dans les amplificateurs dopés $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, malgré la longueur réduite par rapport à celle des EDFAs – normalement elle ne dépasse pas la dizaine de mètres –, le FWM a été observé du fait des fortes puissances générées à l'intérieur de l'amplificateur [Jao00]. Comme cela a déjà été mentionné, c'est le produit $\langle \text{puissance} \times \text{longueur d'interaction} \rangle$ qu'il faut prendre en compte.

La figure 3.3 montre les spectres d'entrée et de sortie d'un EYDFA utilisé comme préamplificateur dans un système WDM de 7 canaux espacés d'1 nm. La source est composée de huit longueurs d'onde provenant des lasers à rétroaction distribuée (DFB). Ces signaux sont combinés dans un multiplexeur puis modulés en configuration NRZ ("No Return to Zero") à 2.5 Gb/s grâce à un modulateur Mach-Zehnder LiNbO_3 (figure 3.2). L'amplificateur est composé de 12 m de fibre et la puissance totale d'entrée est de +7 dBm.

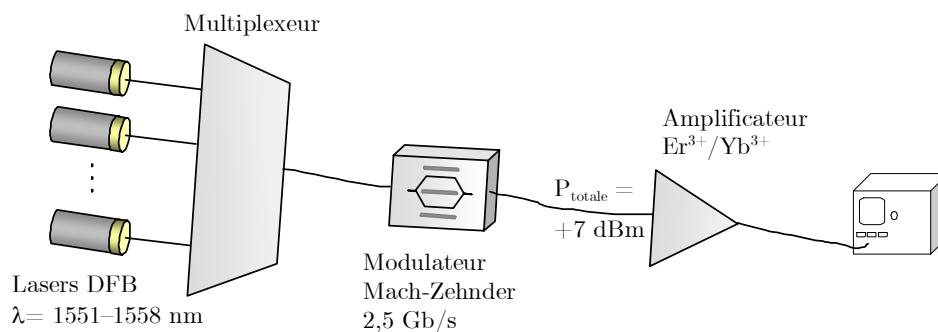


Figure 3.2 Montage expérimental pour l'obtention du mélange à quatre ondes à l'intérieur d'un amplificateur à fibre $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$.

Afin de mieux mettre en évidence la génération du FWM, le canal 4 à 1554 nm a été supprimé et on peut ainsi observer la diaphotie générée à cette longueur d'onde. Elle a été évaluée à 28,5 dB au-dessous des signaux adjacents. La variation de cette valeur est inférieure à 1 dB pour des variations de la puissance d'entrée de +4 dBm et +15 dBm.

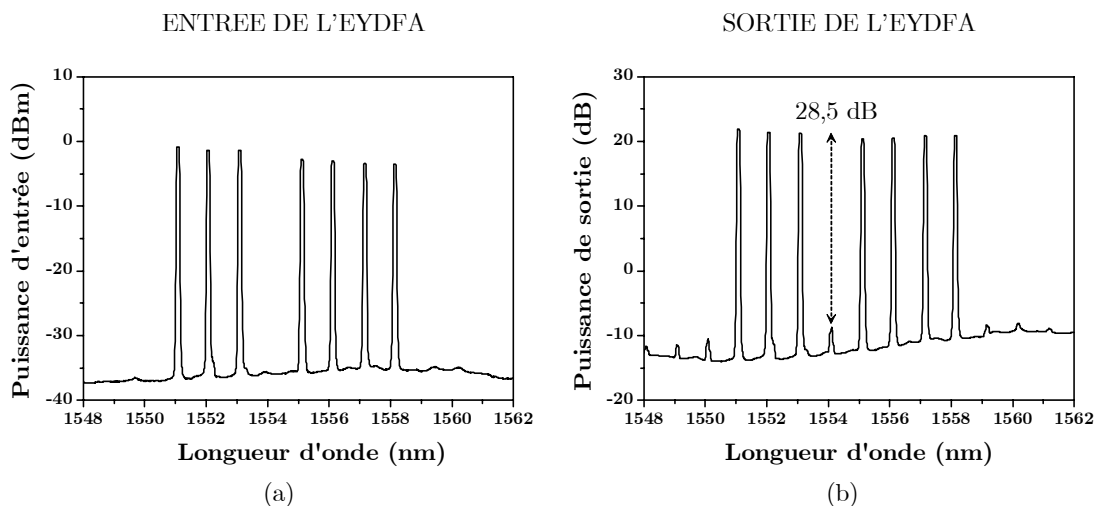


Figure 3.3 Spectres d'entrée (a) et de sortie (b) d'un EYDFA dans un système WDM à 7 canaux espacés d'1 nm. La puissance totale d'entrée est de +7 dBm.

3.1.1 Mesure du coefficient γ de la fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

Comme il a déjà été mentionné, le coefficient non linéaire γ représente la sensibilité de la fibre aux effets non linéaires de type Kerr. Dans les fibres monomode de silice pure la valeur standard de γ se situe autour de $2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ mais elle varie en fonction du type de fibre et du dopage. Connaître précisément sa valeur est très important lors des modélisations étant donné qu'on travaille avec des puissances très élevées, souvent supérieures au kW, et une mauvaise appréciation de γ induit des erreurs considérables lors de l'estimation de l'évolution du signal dans la fibre.

Afin de mesurer la valeur de γ de notre fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ on injecte deux signaux de pompe espacés d'1 nm avec polarisation colinéaire dans la fibre à étudier, de 12 m de longueur, pompée en configuration co- et contrapropagative de façon symétrique. La puissance totale d'entrée est de 0 dBm, et le gain total de l'amplificateur 30 dB. Une analyse rigoureuse du mélange à quatre ondes nécessiterait la connaissance exacte de la distribution spatiale du gain dans l'amplificateur [Rad99]. Ici on a considéré une distribution de gain uniforme le long de la fibre du fait du

pompage symétrique [Jao00]. Les produits du mélange à quatre ondes se situent 28,5 dB en dessous des signaux d'entrée (figure 3.4).

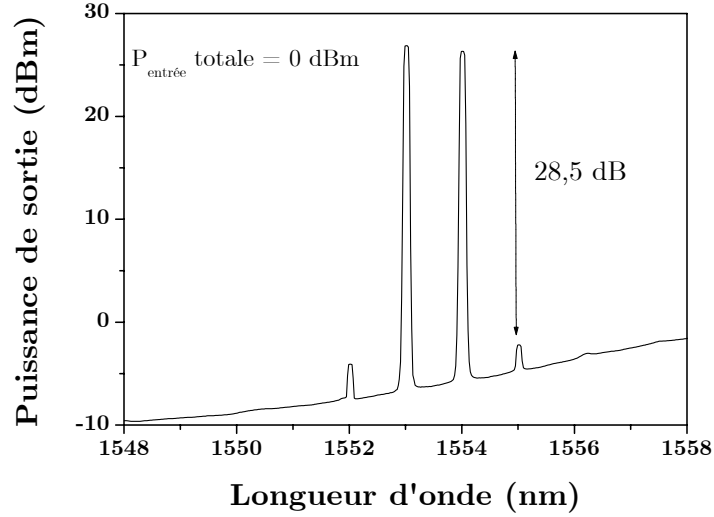


Figure 3.4 Spectre de sortie d'un amplificateur Er^{3+}/Yb^{3+} avec deux signaux en polarisation colinéaire en entrée.

Si l'on assume que les signaux d'entrée ne sont pas déplétés par la génération des produits du FWM, la valeur de la puissance de crête de ces produits est donnée par l'expression suivante [Ino92] :

$$P_{ijk} = \left(\frac{D_{ijk}}{3} \gamma L_{eff} \right)^2 P_i P_j P_k e^{gL} \eta \quad (3.2)$$

avec :

P_{ijk} : puissance de la longueur d'onde générée par mélange à quatre ondes;

D_{ijk} : facteur de dégénérescence. Il vaut 3 pour les produits issus du mélange de deux longueurs d'onde et 6 pour les produits de trois ondes;

γ : coefficient non linéaire;

L_{eff} : longueur effective de la fibre, définie en (2.5);

P_i P_j P_k : puissances d'entrée des différents canaux;

g : gain linéaire;

L : longueur totale de la fibre dopée;

η : paramètre d'accord de phase.

Dans le cas des amplificateurs optiques avec des longueurs de fibre pas trop élevées (5-15 m), l'accord de phase est obtenu automatiquement et donc $\eta = 1$. Cela a été toutefois vérifié en mesurant l'efficacité du mélange à quatre ondes pour différents espacements des signaux d'entrée. L'accord de phase est obtenu pour un espacement de signaux jusqu'à 4 nm comme le montre la figure 3.5 :

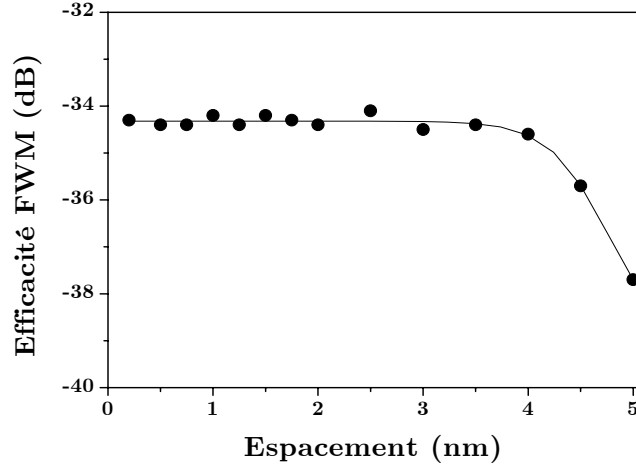


Figure 3.5 Efficacité du mélange à quatre ondes pour différents espacements des signaux d'entrée.

Il existe un modèle du paramètre d'accord de phase η [Shi87] :

$$\eta = \frac{g^2}{g^2 + (\Delta\beta)^2} \cdot \left(1 + \frac{4 \cdot e^{gL} \cdot \sin(L\Delta\beta)}{(1 - e^{gL})^2} \right) \quad (3.3)$$

avec g la distribution du gain dans l'amplificateur, L la longueur de la fibre et $\Delta\beta$ la différence de constante de propagation, définie par :

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda^2}{c} (\Delta f)^2 \left(D + D_\lambda \frac{\Delta f \lambda^2}{c} \right) \quad (3.4)$$

où D est le paramètre de dispersion chromatique, D_λ la pente de dispersion et Δf est l'espacement –en fréquence– entre les deux signaux d'entrée.

Le désaccord de phase à partir d'un certain espacement entre les signaux est dû à la dispersion chromatique. En utilisant ce modèle, on retrouve la même valeur limite 4 nm d'espacement avant désaccord avec les paramètres $D = 17 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ et $D_\lambda = 0,08 \text{ ps}/(\text{nm}^2\cdot\text{km})$.

L'expression (3.2) nous permet de calculer γ pour notre fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ puisque tous les autres paramètres sont connus. La valeur obtenue est :

$$\gamma_{\text{ErYb}} = 20 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1} \quad (3.5)$$

c'est-à-dire, 10 fois supérieure à celle d'une fibre en silice pure. Cette valeur est similaire à celle des fibres fortement non linéaires (HNLF, 'Highly NonLinear Fiber') [Wat97], utilisées précisément pour l'exploitation favorable de tels effets. Dans les applications où l'on cherche juste l'amplification du signal, une telle valeur du coefficient non linéaire n'est pas avantageuse.

3.2 L'automodulation de phase

Une autre manifestation intéressante de la dépendance de l'indice de réfraction dans les milieux non linéaires est l'automodulation de phase (SPM pour Self-Phase Modulation), un phénomène qui induit un élargissement spectral des impulsions optiques.

Le principe en est le suivant : une onde optique se propageant dans une fibre subit un changement de phase $\Phi = \Phi_L + \Phi_{NL}$ tel que

$$\Phi = n(\omega, \mathbf{E}) \cdot k_0 \cdot L_{eff} = (n_0(\omega) + n_2|\mathbf{E}|^2) \cdot k_0 \cdot L_{eff} \quad (3.6)$$

avec $k_0 = 2\pi/\lambda$ et L_{eff} la longueur effective de la fibre décrite en page 47. La partie non linéaire de cette variation de phase Φ_{NL} , dépendant de la puissance optique, est appelée automodulation de phase. Ce phénomène introduit un glissement de la fréquence optique $\delta\omega$ qui augmente avec la distance :

$$\delta\omega = -\frac{\partial\Phi_{NL}}{\partial t} = n_2 k_0 L_{eff} \frac{\partial|E|^2}{\partial t} \quad (3.7)$$

avec $\omega = \omega_0 - \delta\omega$. On peut considérer que l'automodulation de phase doit être prise en compte lorsque $\Phi_{NL}(z,t)$ n'est plus négligeable devant π .

L'automodulation de phase introduit donc un élargissement du spectre, alors que son enveloppe temporelle reste inchangée. Elle agit sur des signaux relativement puissants et brefs (0,1-10 ps).

3.3 Caractérisation expérimentale du SPM dans les amplificateurs à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

La mise en évidence de l'automodulation de phase dans les amplificateurs de puissance à fibre nécessite un montage très simple : il suffit d'injecter les impulsions dans la fibre dopée et d'observer le spectre en sortie.

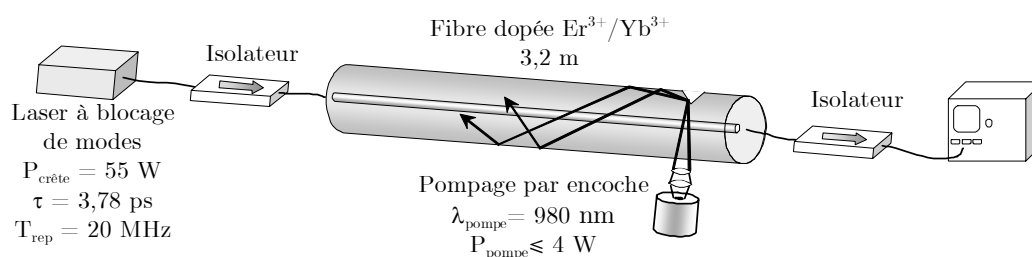


Figure 3.6 Montage expérimental pour la mise en évidence du SPM dans l'amplificateur à fibre

La figure 3.6 décrit le montage expérimental utilisé pour la mesure du SPM. La source est un laser à blocage de modes (mode-locked laser) qui émet des impulsions d'une durée de 3,78 ps avec une puissance crête de 55 W et un taux de répétition de 20 MHz. La longueur d'onde est $\lambda = 1543 \text{ nm}$. Un isolateur évite toute possible contre-réaction depuis la fibre dopée qui endommagerait la source. L'amplificateur est composé d'un tronçon de fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ de 3,2 m de longueur pompée en configuration contra-propagative par la méthode de pompage par encoche, présentée dans la page 23. La puissance de pompe peut atteindre 4 W selon le gain désiré. Un deuxième isolateur protège l'amplificateur des retours des appareils de mesure.

Le choix d'une impulsion relativement large –3.78 ps– a été fait afin d'avoir un spectre étroit ($\Delta\lambda_{\text{FWHM}} \approx 1 \text{ nm}$) pour pouvoir ainsi négliger la non-uniformité du gain de l'amplificateur sur le spectre de l'impulsion.

Le spectre de sortie a été mesuré pour différentes puissances de pompe, correspondant à des puissances crête de sortie atteignant 5 kW. On observe sur la figure 3.7 que, pour des puissances crête de sortie jusqu'à 1 kW, l'effet du SPM est négligeable. Par contre, à 4–5 kW le spectre est fortement dégradé, rendant impossible l'utilisation normale de l'amplificateur dans ces conditions.

On remarque en sortie une forte asymétrie du spectre de l'impulsion, due à la légère asymétrie temporelle des impulsions générées avec un laser à verrouillage de modes [Ono91], [Yos84].

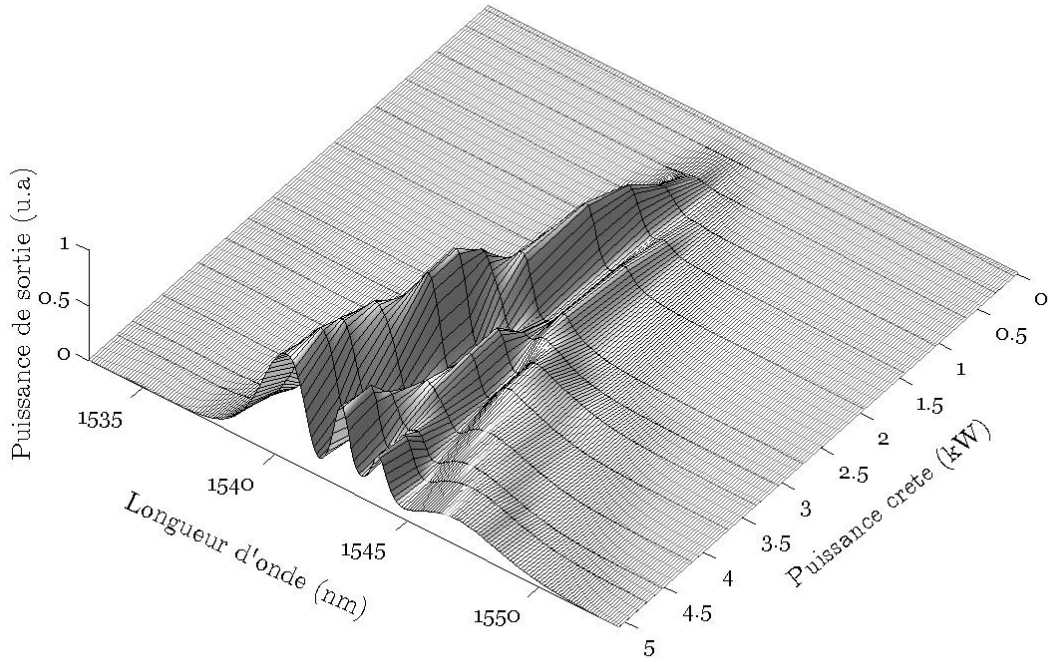


Figure 3.7 Évolution du spectre de sortie d'un amplificateur à fibre dopée Er^{3+}/Yb^{3+} de 3,2 m de longueur en fonction de la puissance crête de sortie

3.4 Modélisation de l'automodulation de phase dans les amplificateurs à fibre

Pour la modélisation de l'automodulation de phase nous avons utilisé l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE) telle qu'elle a été présentée en (2.2) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2}gA - \frac{1}{2}i\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + i\gamma|A|^2 A \quad (3.8)$$

Comme il a été expliqué, cette équation inclut des termes de gain (g), de dispersion de deuxième et troisième ordre (β_2 , β_3) ainsi que les effets non linéaires (γ).

Les termes d'ordre supérieur (self-steepening, Raman) ont été négligés du fait de la durée des impulsions qu'on utilise dans cette partie de l'étude. En effet, pour des impulsions dont la durée est supérieure à 100 fs, ces effets peuvent être négligés comme il a été expliqué précédemment.

3.4.1 Méthode split-step Fourier symétrique

L'équation de Schrödinger non linéaire n'a de solution analytique que dans certains cas particuliers. Pour trouver des solutions dans le cas général, il faut utiliser l'une des méthodes numériques existantes [Che95], [Bo02].

Du fait de sa vitesse et de sa précision, la méthode la plus répandue pour la résolution de la NLSE est la méthode classique dite "split-step Fourier" [Agr89]. Il en existe une version simplifiée, qui permet une précision au second ordre du pas dz de la fibre, ainsi qu'une version symétrique, plus précise.

La version symétrique de la méthode split-step comporte une étape de plus que la version classique. Elle consiste à morceler la longueur L de la fibre en un grand nombre de segments de longueur dz , chacun d'entre eux est à son tour divisé en deux. A partir de la NLSE (3.8), on définit les opérateurs linéaire \mathcal{L} et non linéaire \mathcal{NL} comme suit :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}g - \frac{1}{2}i\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3}{\partial T^3} \quad (3.9)$$

$$\mathcal{NL} = i\gamma|A|^2 \quad (3.10)$$

À cause de la dépendance harmonique du champ A avec le temps ($A(z,t) = A(z) \cdot e^{i\omega t}$), l'opérateur $\frac{\partial}{\partial T}$ peut être remplacé par $i\omega$ et l'équation (3.9) devient :

$$\mathcal{L} = \frac{g}{2} + \frac{i}{2}\beta_2\omega^2 - \frac{i}{6}\beta_3\omega^3 \quad (3.11)$$

Ensuite on applique l'opérateur linéaire dans le domaine fréquentiel sur la première moitié de dz :

$$u_{\frac{1}{2}^-} = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \mathfrak{F} \{ u_0 \} e^{\mathcal{L} \frac{dz}{2}} \right\} \quad (3.12)$$

avec \mathfrak{F} l'opérateur transformée de Fourier, puis on applique dans le domaine temporel l'opérateur non linéaire de façon localisée dans le centre du segment mais en considérant tout le pas d'intégration dz :

$$u_{\frac{1}{2}^+} = u_{\frac{1}{2}^-} e^{\mathcal{NL} dz} \quad (3.13)$$

pour enfin répéter la première étape sur la deuxième partie du segment

$$u_1 = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \mathfrak{F} \left\{ u_{\frac{1}{2}^+} \right\} e^{\mathcal{L} dz/2} \right\} \quad (3.14)$$

La figure 3.8 illustre le principe de cette méthode de calcul numérique :

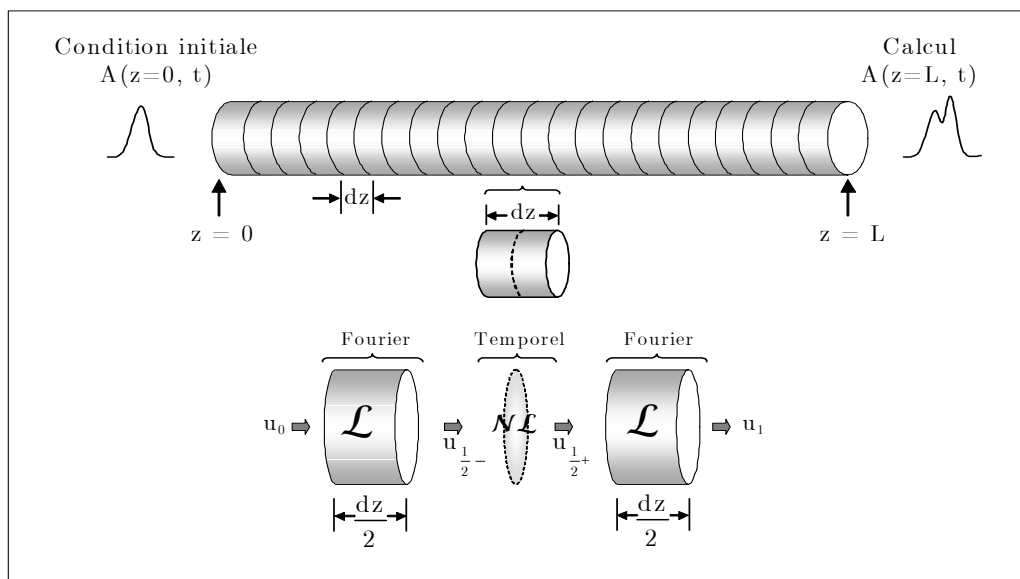


Figure 3.8 Représentation de la méthode "split-step" de Fourier symétrique pour la résolution numérique de la NLSE dans une fibre de longueur L .

Cette méthode permet une précision au troisième ordre du pas dz ($O(dz)^3$), améliorant ainsi la méthode split-step Fourier classique.

3.4.2 Résultats de la modélisation du SPM

La méthode numérique présentée dans le paragraphe précédent a été utilisée pour modéliser l'évolution des impulsions à l'intérieur de l'amplificateur à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ à l'aide du logiciel Matlab.

La valeur du coefficient non linéaire utilisée est $\gamma = 20 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, valeur trouvée expérimentalement comme cela a été expliqué en page 64. Les paramètres β_2 et β_3 sont liés aux paramètres connus de dispersion D et de pente de dispersion D_λ de la façon suivante (voir annexe A):

$$\beta_2 = \frac{-\lambda^2}{2\pi c} \cdot D \quad (3.15)$$

$$\beta_3 = \frac{\lambda^4}{(2\pi c)^2} \cdot \left(\frac{2}{\lambda} D + D_\lambda \right) \quad (3.16)$$

avec $D = 17 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ et $D_\lambda = 0,08 \text{ ps}/(\text{nm}^2\cdot\text{km})$. Ces valeurs coïncident avec celles des fibres SMF28 : la fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ a été conçue avec les mêmes paramètres optogométriques afin de permettre l'adaptation des modes avec les fibres

standard. Quant aux autres paramètres de la fibre dopée, on a utilisé $L = 3,2$ m et $dz = 1$ cm, faisant ainsi un total de 320 pas d'intégration.

Paramètres de la fibre $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	
Longueur	3,2 m
dz	1 cm
D	17 ps/(nm·km)
D_λ	0,08 ps/(nm ² ·km)
γ	20 W ⁻¹ km ⁻¹
Paramètres de l'impulsion d'entrée	
Longueur d'onde	1543 nm
Puissance crête	55 W
τ_0	3,78 ps
Forme de l'impulsion	$\begin{cases} \sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{t_1}\right) & t < 0 \\ \sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{t_2}\right) & t > 0 \end{cases}$
	avec $t_1 = t_0 \cdot 1,2$ et $t_2 = t_0 \cdot 0,8$

Tableau 3.1 Valeurs des paramètres utilisés lors de la modélisation du SPM dans l'amplificateur à fibre $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

La largeur de l'impulsion à mi-hauteur est $\tau_0 = 3,78$ ps, et sa forme est une sécante hyperbolique [$\operatorname{sech}(t/t_0)$, avec $t_0 = \tau_0/1,76$]. Afin de tenir compte de l'asymétrie des impulsions générées par le laser à verrouillage de modes, on a utilisé une forme asymétrique comme il est présenté dans le tableau 3.1.

La forme exacte de la distribution du gain dans un amplificateur à fibre est décrite par des équations couplées qui tiennent compte de l'interaction entre la pompe et le signal, avec une décroissance exponentielle au fur et à mesure que la pompe est absorbée dans la fibre. Ici on l'a approximée par des sinus et cosinus hyperboliques. Le profil du gain utilisé, en configuration contrapropagative avec 17,82 dB de gain total, est présenté en figure 3.9.

Les résultats de la modélisation sont montrés en figure 3.10. Afin de mieux comparer l'expérience au modèle nous avons également montré les résultats expérimentaux, aussi bien en entrée qu'en sortie.

D'après les courbes, il y a un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation pour des puissances crête de sortie de 4 kW. Cependant,

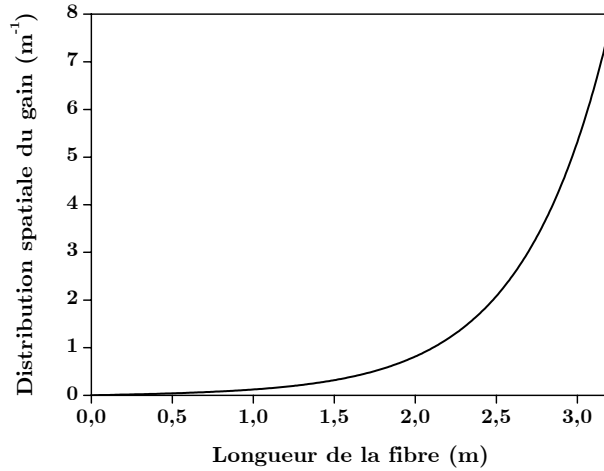


Figure 3.9 Profil spatial du gain utilisé pour la simulation du SPM dans l'amplificateur Er^{3+}/Yb^{3+} . Pompage contrapropagatif de 17,8 dB.

pour des puissances de sortie de l'ordre d'1 kW, expérience et modèle différent de façon remarquable. Cela peut être expliqué par le fait que, pour des gains faibles, le signal est absorbé en partie à l'entrée de la fibre, ce qui n'a pas été pris en compte lors de la simulation.

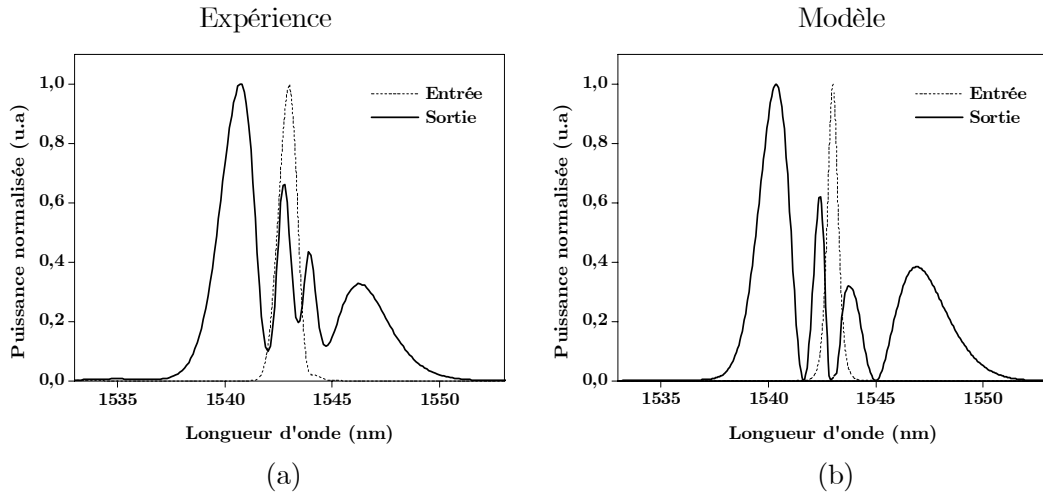


Figure 3.10 Comparaison résultats expérimentaux-modèle théorique du spectre de sortie d'un amplificateur Er^{3+}/Yb^{3+} avec $P_{crete}^{sortie} = 4 \text{ kW}$. En pointillé, le spectre de l'impulsion initiale avec $P_{crete}^{entrée} = 55 \text{ W}$.

3.4.3 Optimisation des paramètres de l'amplificateur

Une fois vérifiée la validité de la modélisation, elle peut être utilisée afin d'optimiser les paramètres de l'amplificateur. Cette optimisation trouve son principal intérêt au moment de la conception des nouveaux amplificateurs, puisque, les effets non linéaires jouent un rôle important dans la propagation des signaux à l'intérieur des amplificateurs de puissance à fibre.

Parmi les paramètres de l'amplificateur susceptibles d'être modifiés sans avoir à altérer la structure de la fibre dopée on trouve la longueur de la fibre et la configuration de pompage principalement. Ces deux paramètres ont été modélisés et leur influence sur le spectre des signaux mis en évidence.

Influence de la longueur de la fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

L'influence de la longueur de la fibre dopée sur la distorsion du signal à cause du SPM a été étudiée utilisant la méthode split-step Fourier. La figure 3.11 présente les résultats de cette étude. Les paramètres du signal sont ceux précisés dans le tableau 3.1 sauf le gain, qui a été ajusté de façon à obtenir 1 kW de puissance crête de sortie en configuration contrapropagative, et cela pour les trois longueurs de fibre présentées.

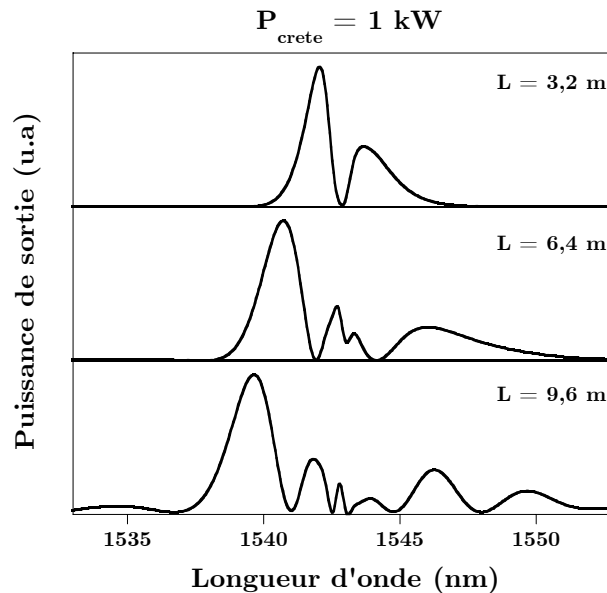


Figure 3.11 Influence de la longueur de la fibre dans la génération de SPM dans l'amplificateur $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. Longueurs de fibre : 3,2 m, 6,4 m et 9,6 m.

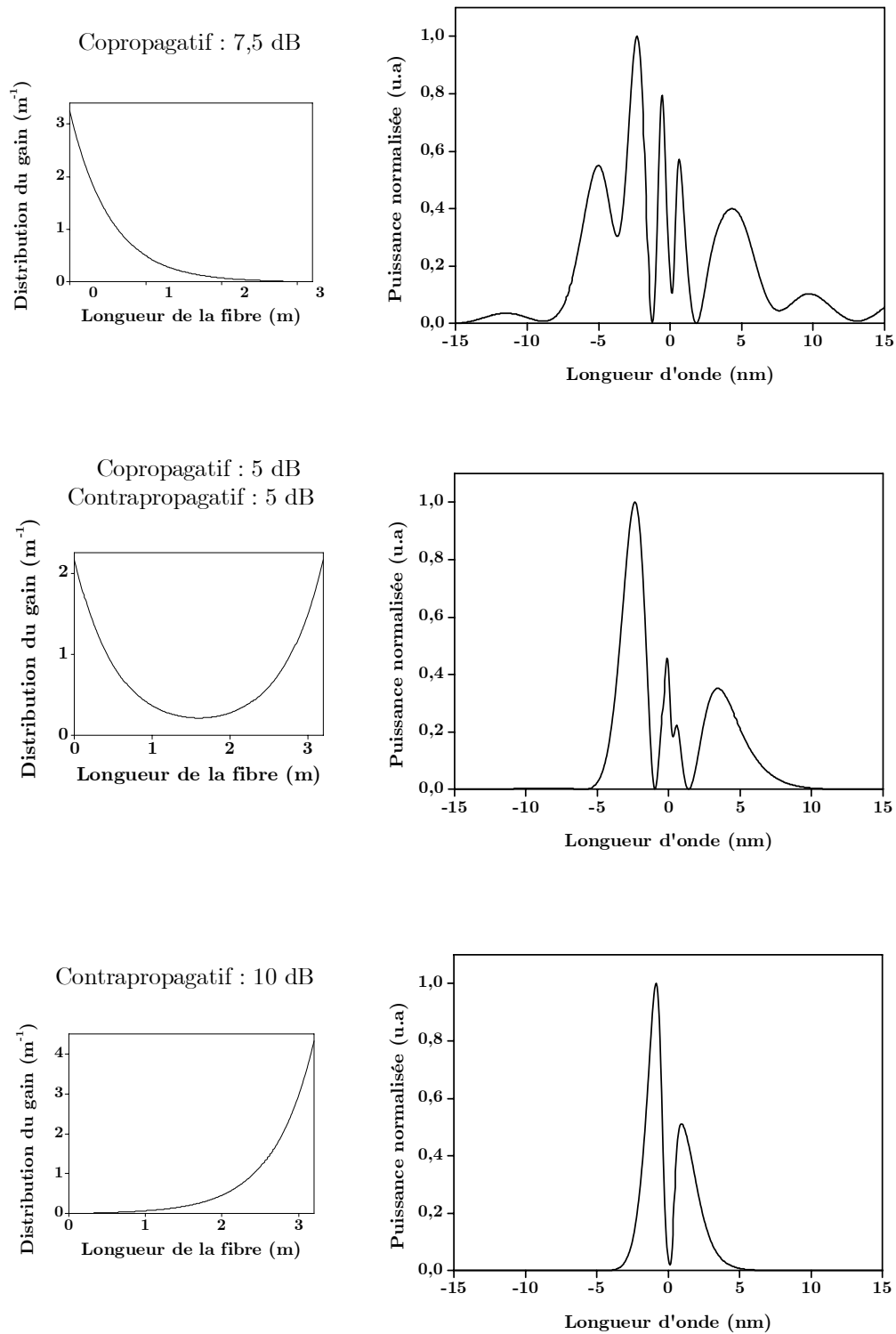


Figure 3.12 Influence de la configuration de pompage sur le spectre des impulsions se propageant dans un amplificateur Er^{3+}/Yb^{3+} . À droite, les spectres de sortie des impulsions. À gauche, la distribution spatiale du gain. Puissance d'entrée 50 W.

Nous constatons une importante dégradation du spectre de l'impulsion lorsque la longueur de la fibre dopée augmente. Par conséquent, nous préconisons l'utilisation de fibres courtes dans les amplificateurs de puissance.

Influence de la configuration du pompage

Une autre simulation a été réalisée afin d'étudier l'influence de la configuration de pompage sur l'évolution des impulsions, comme le montre la figure 3.12.

Le signal d'entrée a été modélisé avec $P_{\text{entrée}} = 50 \text{ W}$ et $\tau_0 = 3,78 \text{ ps}$. La longueur de la fibre dopée est de 3,2 m et la distribution spatiale du gain est représentée à côté de chaque spectre de sortie. Trois cas ont été étudiés : pompage strictement copropagatif avec 7,5 dB de gain, pompage contrapropagatif avec 10 dB de gain et pompage mixte avec 5 dB en copropagatif et 5 dB en contrapropagatif.

On observe que, plus le pompage est copropagatif, plus le signal est dégradé en sortie. Il faut donc préconiser des configurations où l'amplification a lieu vers la fin de la fibre dopée afin de réduire la propagation du signal amplifié dans la fibre, et donc de la dégradation due au SPM.

3.5 Compression d'impulsions

Avec le développement des techniques de communication basées sur des systèmes soliton il a été impératif de développer des systèmes capables d'amplifier des impulsions courtes –picoseconde à femtoseconde –, avec des taux de répétition de mégahertz au gigahertz et des puissances de sortie pouvant dépasser la dizaine de kilowatts de puissance crête [Mai88], [Gal01]. Les lasers à verrouillage de modes peuvent générer des impulsions inférieures à la picoseconde, mais leur énergie ne dépasse pas normalement 0,1 nJ. Une amplification externe s'avère alors nécessaire, mais si elle se fait directement la qualité de l'impulsion se dégrade considérablement à cause des effets non linéaires.

La technique appelée CPA (pour "Chirped Pulse Amplification" ou amplification des impulsions chirpées) a été proposée pour la première fois en 1985 [Str85] et s'est avérée très intéressante pour la réalisation des systèmes laser-amplificateur de très forte puissance [Sar97], [Per99]. Cette technique présente l'avantage de préserver les caractéristiques spectrales et temporelles de l'impulsion [Kaw99], [Gap96].

La figure 3.13 montre de façon schématique les étapes qui composent un système CPA :

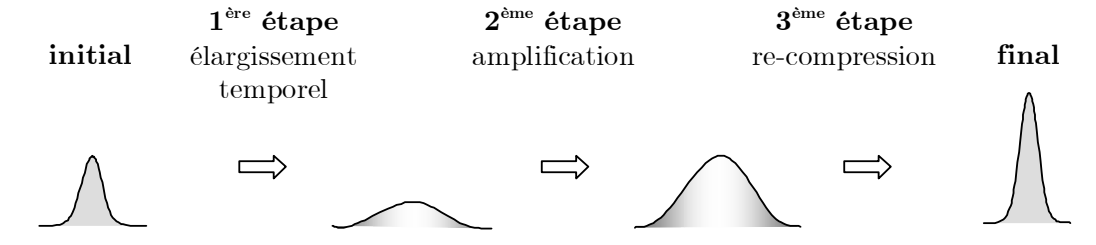


Figure 3.13 Etapes d'un système CPA.

1.- Élargissement temporel du signal :

Afin d'éviter la saturation du gain et les effets non linéaires susceptibles de se produire à l'intérieur de l'amplificateur – notamment l'effet Kerr présenté dans les sections précédentes –, la première étape du système consiste à élargir l'impulsion. Cela se fait à l'aide d'un élément fortement dispersif tel qu'un réseau de Bragg [Bro99], une fibre dispersive ou un réseau de diffraction.

2.- Amplification du signal :

Le signal élargi –et donc beaucoup moins puissant qu'à l'origine– peut être amplifié tout en évitant les effets nuisibles qui pourraient avoir lieu dans l'amplificateur. Cela permet d'augmenter l'énergie de l'impulsion sans la dégrader.

3.- Recompression de l'impulsion :

Cette dernière étape de recompression se fait à l'aide d'un élément dispersif capable de corriger la dispersion introduite lors de l'élargissement de l'impulsion dans la première étape du système. Pour cela il faut que l'impulsion soit 'chirpée' linéairement, c'est à dire, que la fréquence de la porteuse optique varie linéairement avec le temps.

Nous avons conçu un système CPA avec une fibre DCF fortement dispersive dans la première étape et un réseau de diffraction en sortie pour recomprimer. Entre les deux étapes, l'impulsion est amplifiée avec un amplificateur à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. Le SPM dans l'amplificateur introduit le chirp nécessaire à la compression de l'impulsion. Ce système permet l'obtention d'impulsions de 35 kW de puissance crête et 450 fs de largeur temporelle, comme le montrent les paragraphes suivants.

3.5.1 Montage et résultats expérimentaux

La source est un laser "figure eight" qui génère des impulsions en limite de Fourier de 145 mW de puissance moyenne et 450 fs de largeur temporelle avec une fréquence de répétition de 10 MHz.

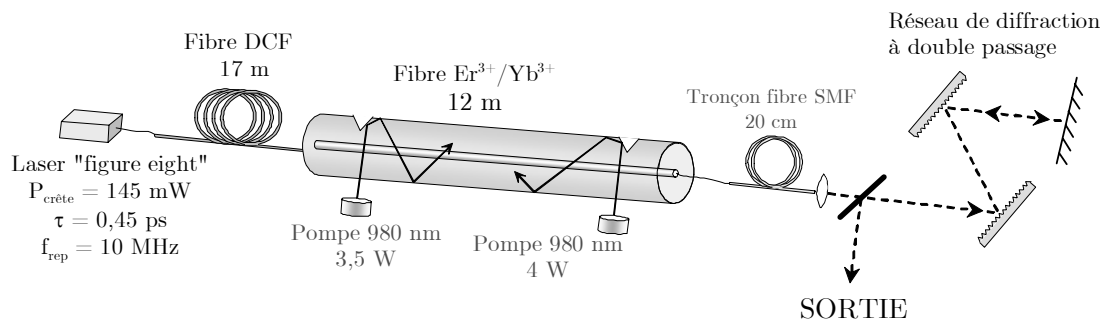


Figure 3.14 Montage expérimental du système de compression et amplification d'impulsions chirpées (CPA)

L'élargissement temporel est réalisé à l'aide de 17 mètres de fibre DCF (Dispersion Compensating Fiber). Ces fibres présentent un fort paramètre de dispersion : celle que nous avons utilisé a $D = -120$ ps/nm·km. Après cette étape la largeur temporelle de l'impulsion est de 12 ps, le facteur d'élargissement est donc 26.

Cette impulsion 26 fois moins puissante que celle d'entrée est injectée dans l'amplificateur, lequel est composé d'une fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ de 12 m de long. On a utilisé le pompage co- et contrapropagatif avec deux pompes de 3,5 et 4 W comme le montre la figure 3.14. Le choix a été réalisé de façon à minimiser la distorsion de l'impulsion. La puissance crête obtenue en sortie est d'1 kW.

La recompression de l'impulsion a été réalisée avec un réseau holographique à double passage recouvert d'or ayant une constante de réseau $d = 1000$ traits/mm. Son principe de fonctionnement est développé dans l'annexe B. En ajustant la distance entre les deux réseaux, on fait varier les caractéristiques de l'impulsion de sortie. Il est ainsi possible de compenser la dispersion introduite par la fibre DCF de la première étape et retrouver de cette façon la largeur initiale de 450 fs. On pourrait réaliser une compression plus importante de l'impulsion, mais le désaccord entre le terme dispersif de troisième ordre des étapes d'élargissement et de compression ne permet pas d'obtenir des impulsions plus fines que 200 fs.

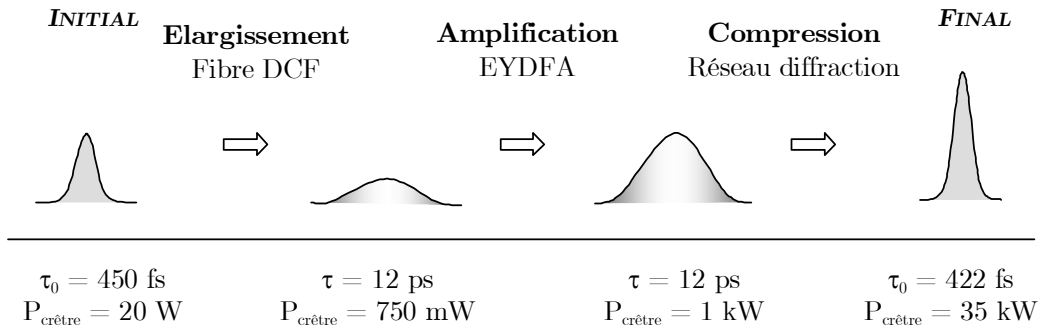


Figure 3.15 Évolution du signal dans chaque étape du CPA.

La figure 3.16 montre la sortie temporelle du système CPA, qui présente une puissance de sortie est de 35 kW. Le gain total du système CPA est d'environ 33 dB sans distorsion importante du signal.

Malgré la bonne qualité de l'impulsion en sortie, il a été impossible d'éviter une légère compression temporelle (450 fs \rightarrow 422 fs). À l'origine de ce phénomène se trouve l'élargissement spectral créé notamment par le SPM dans l'amplificateur. En effet, en dépit de la puissance relativement faible du signal élargi, la valeur élevée du coefficient non linéaire joue un rôle non négligeable. Le SPM crée aussi, avec le terme de dispersion d'ordre trois non compensée, un léger piédestal sous l'impulsion.

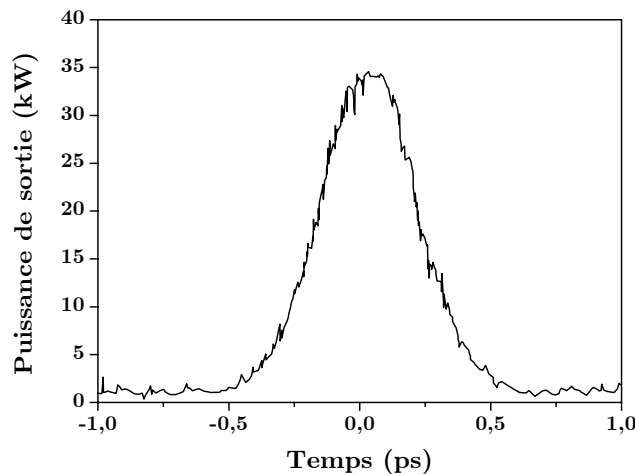


Figure 3.16 Mesure de l'autocorrelation à la sortie du système CPA. Impulsion d'entrée : $\tau_0 = 450 \text{ fs}$, $P_{\text{crête}} = 20 \text{ W}$
Impulsion de sortie : $\tau = 422 \text{ fs}$, $P_{\text{crête}} = 35 \text{ kW}$.

3.5.2 Modélisation du système CPA et résultats de la modélisation.

Afin d'optimiser les paramètres du système CPA, une modélisation a été réalisée à l'aide du logiciel Matlab. Les étapes d'élargissement et amplification ont été modélisées selon le même principe que celui du SPM, vu dans le paragraphe 3.4.

Quant au réseau de compression, la dispersion de la vitesse de groupe et les termes dispersifs d'ordre supérieur ont été modélisés avec leurs expressions équivalentes β_2^{comp} et β_3^{comp} [Tre69], [McM79] :

$$\beta_2^{\text{comp}} = -\frac{4\pi^2 c}{\omega_0^3 d^2 (1-A^2)} \quad (3.17)$$

$$\beta_3^{\text{comp}} = -\frac{4\pi^2 c}{\omega_0^5 d^2 (1-A^2)^2} \left[3\omega_0 (1-A^2) - \frac{4\pi c A}{d} \right] \quad (3.18)$$

avec d la constante du réseau de diffraction, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$, $A = \lambda/d - \sin(\alpha)$, α étant l'angle incident. L'annexe B montre l'origine de ces expressions. L'angle α a été choisi proche de l'angle de Littrow, α_L , afin d'avoir une réflectivité maximum avec un minimum de distorsion d'impulsion [Fio94], i.e., $\alpha \in [\alpha_L \pm 10^\circ]$.

Les valeurs des paramètres utilisés sont indiquées dans le tableau 3.2. Les figures 3.17 et 3.18 en page 82 montrent les résultats de cette simulation superposés aux résultats expérimentaux, afin de mieux les comparer. Le profil du gain est inséré dans la figure 3.18.b. Nous constatons que le modèle développé reproduit le phénomène de façon précise.

La phase introduite lors de la propagation du signal dans la fibre est :

$$\phi(z) = \beta(z) \cdot z \quad (3.19)$$

Dans la situation optimale, la distance entre les réseaux de compression doit être ajustée de façon à ce que les phases soient compensés, c'est-à-dire,

$$\phi_{\text{clar.}} + \phi_{\text{ampli.}} + \phi_{\text{comp.}} = 0 \quad (3.20)$$

Les valeurs de β_2 et β_3 de l'étape de compression doivent donc compenser ceux des étapes d'élargissement et d'amplification. Cela permettrait d'obtenir une impulsion avec une puissance crête encore plus élevée et sans aucune altération de la forme de l'impulsion. En pratique, il nous est impossible de compenser complètement la dispersion d'ordre trois, ce qui limite les performances du système.

Tableau 3.2 Valeurs des paramètres utilisés lors de la modélisation du système CPA.

Paramètres du signal d'entrée	
Longueur d'onde	1555 nm
Puissance crête	20 W
Largeur temporelle	450 ps
Forme de l'impulsion	$\sqrt{P_0} \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau_0}\right) \cdot \exp\left(-\frac{iCt^2}{2\tau_0^2}\right)$
Paramètres de la fibre DCF	
Longueur	17 m
D	-120 ps/(nm·km)
D_λ	0,3 ps/(nm ² ·km)
γ	4 W ⁻¹ km ⁻¹
Paramètres de l'amplificateur	
Longueur	12 m
D	20 ps/(nm·km)
D_λ	0,08 ps/(nm ² ·km)
γ	20 W ⁻¹ km ⁻¹
pompage copropagatif	7 dB
pompage contrapropagatif	26 dB
Paramètres du compresseur	
nombre de traits	1000/mm
angle d'incidence	45,6°
distance entre les réseaux	14,7 cm

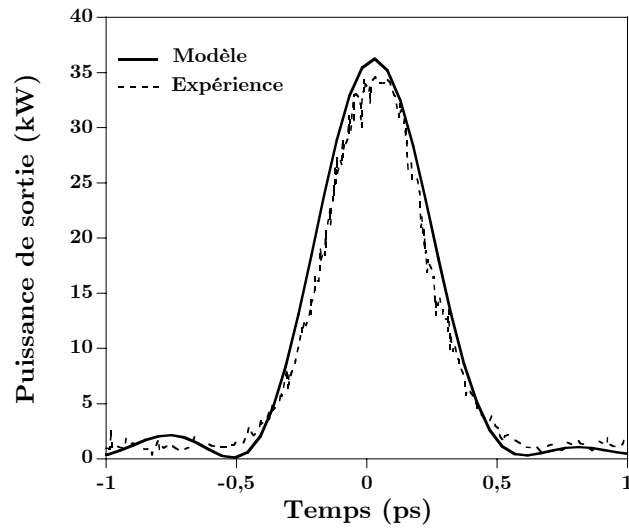


Figure 3.17 Comparaison de la sortie temporelle du système CPA. En pointillé, mesure expérimentale déjà montrée dans la figure 3.16. En gras, résultat de la modélisation.

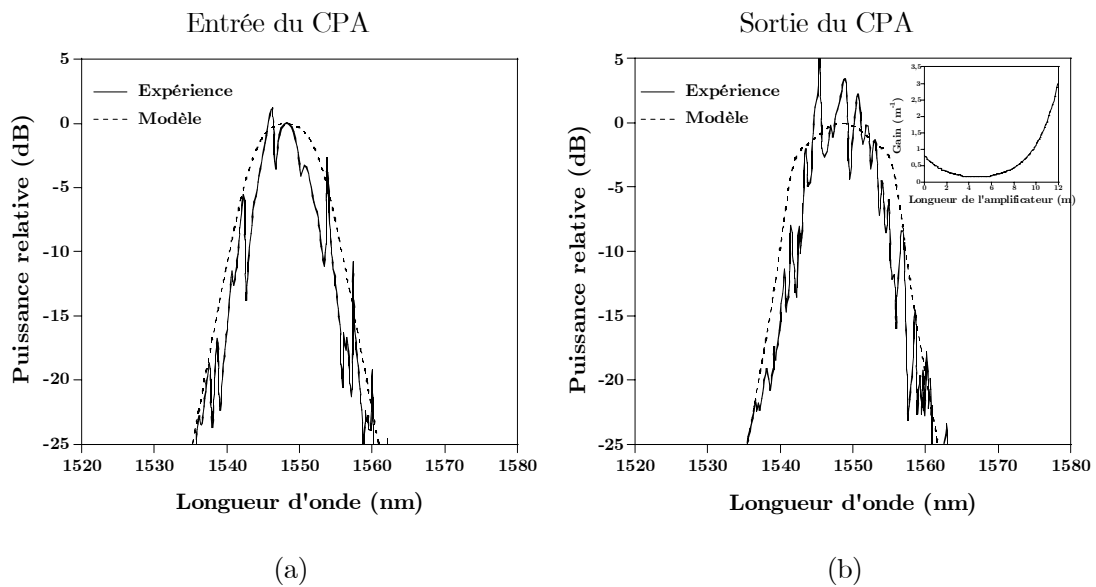


Figure 3.18 Comparaison modèle-expérience du spectre du signal à l'entrée (a) et à la sortie (b) du système CPA. La figure insérée en (b) montre la distribution spatiale du gain utilisée lors de la modélisation.

Nous avons également étudié la puissance de sortie qu'un tel système est capable de générer pour différentes longueurs de fibre DCF à l'entrée. La figure 3.19 montre qu'il serait possible d'obtenir 300 kW de puissance crête pour des impulsions de 450 fs de largeur temporelle à l'aide d'une fibre DCF de 50 m. Néanmoins, l'absence de compensation complète de la dispersion d'ordre trois ainsi que du SPM de l'amplificateur introduit une distorsion importante au-delà de 17 m.

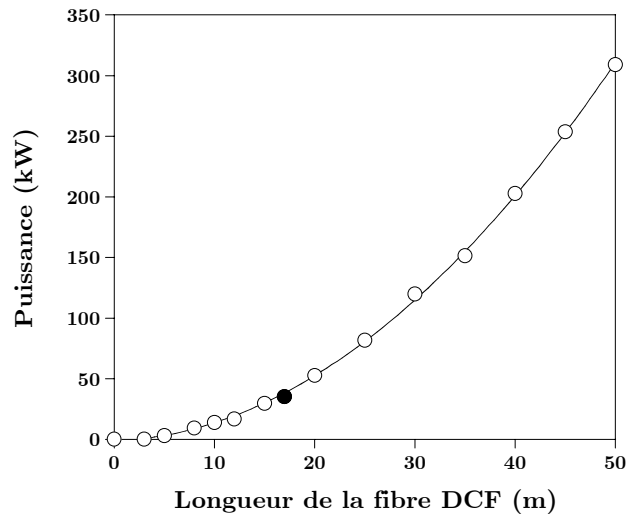


Figure 3.19 Évolution de la puissance atteignable pour différentes longueurs de la fibre DCF. $D_{dcf} = -120$ ps/nm/km, $\tau_0 = 450$ fs. En noir, la valeur utilisée dans notre expérience.

En dehors de ses performances de puissance de sortie et de largeur de l'impulsion, ce système CPA présente des nombreux atouts. Tout d'abord, il s'agit d'un système très compact conçu avec des composants commerciaux. En outre, la compression avec un réseau de diffraction rend le système très souple quant au choix de la longueur d'onde et de la largeur d'impulsion d'entrée : les paramètres de compression sont fixés en ajustant l'angle d'incidence et la distance entre les réseaux.

3.5.3 Étude théorique sur l'optimisation du système CPA

Afin d'optimiser les résultats obtenus avec le système CPA décrit ci-dessus, on a considéré que ce sont les effets combinés du SPM dans l'amplificateur et du désaccord entre les différents paramètres de dispersion de la fibre DCF et du réseau de diffraction qui limitent les performances du système. Cela nous a conduit à réaliser une

étude théorique sur les possibilités d'un système CPA modifié par rapport à celui présenté dans la section précédente.

Nous avons choisi d'utiliser des réseaux conjugués pour les étapes d'élargissement et recompression. L'élargisseur consiste en un réseau antiparallèle à double passage alors que le compresseur est formé du même réseau en configuration parallèle. Dans le cas où c'est la non-compensation des paramètres de dispersion qui limite les performances du système, cette nouvelle configuration devrait nous permettre d'atteindre des puissances crête très supérieures aux 35 kW obtenus expérimentalement sans distorsion du signal.

Nous avons utilisé des réseaux avec $d = 1000$ traits/mm comme celui de l'expérience, et nous avons réalisé un balayage de l'angle d'indidence pour différentes distances de séparation des réseaux. Les valeurs optimales trouvées avec cette méthode sont :

- angle d'incidence : $\alpha = 45^\circ$.
- distance de séparation du réseau d'élargissement : $b^{elarg} = 16,7$ cm
- distance de séparation du réseau de compression : $b^{comp} = 14,6$ cm.

La figure 3.20 montre le résultat temporel et spectral du système avec cette nouvelle configuration. La puissance crête atteignable est 36 kW, valeur très proche de celle obtenue expérimentalement avec la configuration incluant la fibre DCF. La forme des impulsions d'entrée a cependant été mieux conservée en sortie comme le montrent les figures.

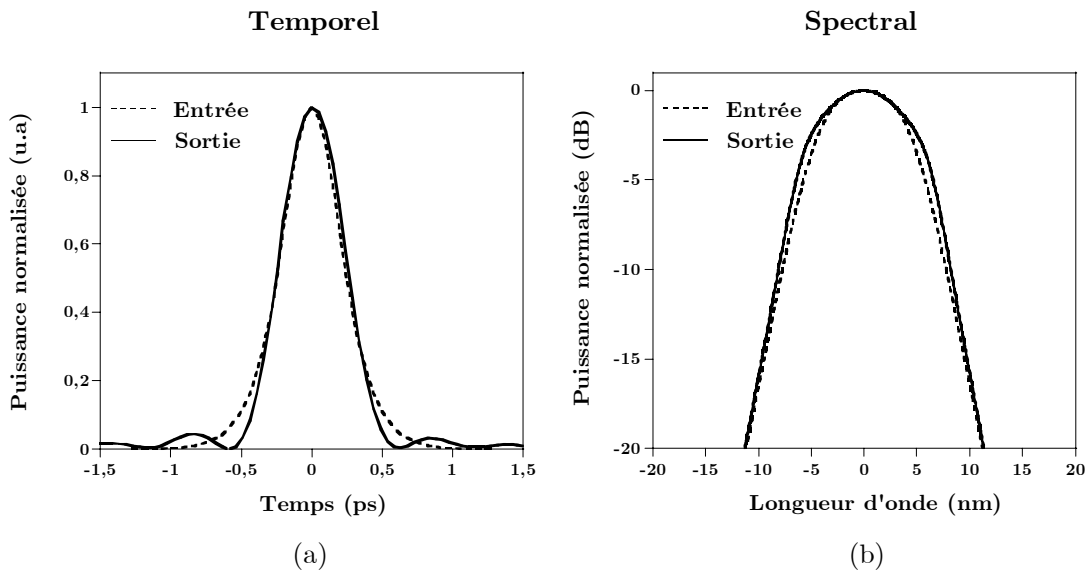


Figure 3.20 Système CPA avec des réseaux conjugués pour l'élargissement et la compression des impulsions. $\tau_0 = 450$ fs, $P_{crête}^{entrée} = 20$ W, $P_{crête}^{sortie} = 36$ kW.

Bien que les performances se soient légèrement améliorées avec cette configuration en espace libre, notre système expérimental incluant la fibre DCF est plus simple et pratique, tandis que son efficacité est comparable. Cette étude montre aussi que la principale limitation du système est effectivement la génération du SPM à l'intérieur de l'amplificateur à fibre.

3.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté l'effet Kerr ayant lieu dans les amplificateurs de puissance à fibre. Le premier effet étudié est le mélange à quatre ondes, jusqu'à présent observé seulement dans les fibres passives lors des transmissions à longue distance. Son impact sur des systèmes WDM est immédiat : les nouvelles fréquences générées interfèrent avec les canaux et les performances du système se voient pénalisées.

Le mélange à quatre ondes nous a permis de mesurer le coefficient non linéaire γ de notre amplificateur : les valeurs standard n'étaient plus valables, même en première approximation, du fait de l'important dopage de notre fibre. La valeur de γ trouvée est similaire à celle des fibres utilisées pour la mise en évidence des effets non linéaires.

Pour des impulsions brèves, d'une durée comprise entre 0,1 et 10 ps environ, l'automodulation de phase est le principal effet non linéaire à prendre en compte. Il est à l'origine d'un élargissement du spectre, lequel devient très important pour des puissances crête supérieures à 1 kW.

Le travail expérimental a été renforcé par celui de la simulation. Grâce aux travaux réalisés précédemment et en introduisant seulement quelques modifications, le système semble être bien cerné. Nous avons construit un outil de simulation permettant l'optimisation des principaux paramètres du système lors de la conception. Les principaux résultats d'optimisation réalisés proposent une réduction de la longueur de la fibre ainsi qu'un pompage essentiellement contra-propagatif.

La dernière partie a été consacrée à la création d'un système d'amplification d'impulsions brèves. Grâce à une étape d'élargissement puis de recompression après le passage par l'amplificateur, il est possible d'obtenir des impulsions de 450 fs avec une puissance crête supérieure à 35 kW. Une modélisation du système a également été réalisée, et montre que les principales limitations à l'obtention de puissances plus élevées sont les effets non linéaires introduits au moment de l'amplification.

3.7 Bibliographie

- [Agr89] Agrawal G. P. *Nonlinear fiber optics*. San Diego : Academic Press, 1989, 342 p. ISBN 0-12-045140-9.
- [Bo02] Bo X., Brandt-Pearce M. *Modified Volterra series transfer function method*. IEEE Photonics Technology Letters, 2002, vol. 14, n° 1, pp. 47-49.
- [Bro99] Broderick N.G., Richardson D.J., Taverner D., Caplen J.E, Dong L., Ibsen M. *High-power chirped-pulse all-fiber amplification system based on large-mode-area fiber gratings*. Optics Letters, 1999, vol. 24, n° 8, pp. 566-568.
- [Che95] Chen J.J., Zha J., Du M., Goswami J.C., Chan A.K., Chui C.K. *Local interpolatory cardinal spline (LICS) method in solving linear and non-linear Schrodinger equation*. Antennas and Propagation Society International Symposium, 1995, vol. 1, pp. 796-799.
- [Fio94] Fiorini C., Sauteret C., Rouyer C., Blanchot N., Sez nec S., Migus A. *Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1994, vol. 30, n° 7, pp. 1662-1670.
- [Gal01] Galvanauskas A. *Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems*. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, 2001, vol. 7, n° 4, pp. 504-517.
- [Gap96] Gapontsev V.P., Fomin V.V., Samartsev I.E., Unt A. *25 kW peak power, wide-tuneable-repetition-rate and pulse duration eye-safe MOPFA laser*. Conference on Lasers and Electro-Optics, 1996, CTuU3, pp. 209-210.
- [Ino92] Inoue K. *Polarization effect on four-wave mixing efficiency in a single-mode fiber*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1992, vol. 28, n° 4, pp. 883-894.
- [Jao00] Jaouën Y., Bouzinac J. P., Delavaux J.M., Chabran C., Le Flohic M. *Generation of four-wave mixing products inside WDM C-band 1W $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ amplifier*. Electronics Letters, 2000, vol. 36, n° 3, pp. 233-235.
- [Jao01] Jaouen Y., Le Flohic M., Olmedo E., Kulscar G. *35 kW subpicosecond pulse generation at 1.55 μm using $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ fiber amplifier*. Conference on Lasers and Electro-Optics, 2001, pp. 217-218.
- [Kat95] Kato T., Suetsugu Y., Takagi M., Sasaoka E., Nishimura M. *Measurement of the nonlinear refractive index in optical fiber by the cross-phase-modulation method with depolarized pump light*. Optics Letters, 1995, vol. 20, n° 9, pp. 988-990.

- [Kaw99] Kawanishi S. *Ultrahighspeed optical transmission using time-domain signal processing*. European Conference on Optical Communication, 1999, vol. 2, We C1-1, pp. 30-33.
- [Kod87] Kodama Y., Hasegawa A. *Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, vol. 23, n° 5, pp. 510-524.
- [Kul01] Kulcsar G., Jaouen Y., Olmedo E., Le Flohic M. *40 kW sub-picosecond pulse generation using cladding-pumped Er^{3+}/Yb^{3+} fibers*. European Conference on Optical Communication, 2001, vol. 3, pp. 376-377.
- [Liu99] Liu Y., Bursev S., Tsuda S., Hegarty S.P., Mozdy R.S., Hempstead M., Luther G.G., Smart R.G. *Four-wave mixing in EDFAs*. Electronics Letters, 1999, vol. 35, n° 24, pp. 2130-2131.
- [Mai88] Maine P., Strickland D., Bado P., Pessot M., Mourou G. *Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1988, vol. 24, n° 2, pp. 398-403.
- [McM79] McMullen J. D. *Analysis of compression of frequency chirped optical pulses by a strongly dispersive grating pair*. Applied Optics, 1979, vol. 18, n° 5, pp. 737-741.
- [Mil98] Mills D. L. *Nonlinear optics: basic concepts*. Berlin : Springer, 1998, 263 p. ISBN 3-540-64182-3.
- [Ono91] Onodera N., Lowery A.J., Zaheer A., Murtonen C.N., Tucker R.S. *Asymmetric crosscorrelation from actively mode-locked semiconductor laser*. Electronics Letters, 1991, vol. 27, n° 21, pp. 1982-1984.
- [Per99] Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., Tietbohl G., Britten J.A., Brown C., Herman S., Golick B., Kartz M., Miller J., Powell H.T., Vergino M., Yanovsky V. *Petawatt laser pulses*. Optics Letters, 1999, vol. 24, n° 3, pp. 160-162.
- [Rad99] Radic S., Pendock G.J. *Signal impairment due to four-wave mixing in L-band EDFAs*. European Conference on Optical Communication, 1999, pp. PD.22.
- [Sar97] Sartania S., Cheng Z., Lenzner M., Tempea G., Spielmann C., Krausz F., Ferencz K. *Generation of 0.1-TW5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate*. Optics Letters, 1997, vol. 22, n° 20, pp. 1562-1564.
- [Shi87] Shibata N., Braun R.P., Waarts R.G. *Phase-mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, vol. 23, n° 7, pp. 1205-1210.
- [Sto98] Stolen R.H., Reed W.A., Kim K.S., Harvey G.T. *Measurement of the nonlinear refractive index of long dispersion-shifted fibers by self-phase modulation at 1.55 μm* . Journal of Lightwave Technology, 1998, vol. 16, n° 6, pp. 1006-1012.

- [Str85] Strickland D., Mourou G. *Compression of amplified chirped optical pulses*. *Optics Communications*, 1985, vol. 56, n° 3, pp. 219-221.
- [Tam96] Tamura K., Nakazawa M. *Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers*. *Optics Letters*, 1996, vol. 21, n° 1, pp. 68-70.
- [Tom84] Tomlinson W.J., Stolen R.H., Shank C.V. *Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*. *Journal of the Optical Society of America B*, 1984, vol. 1, n° 2, pp. 139-149.
- [Tre69] Treacy E. B. *Optical pulse compression with diffraction gratings*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1969, vol. QE-5, n° 9, pp. 454-458.
- [Vas00] Vasilyev M., Tsuda S., Liu Y., Luther G.G., Mozdy R.S. *Four-wave mixing in L-band EDFAs: channel count dependence*. *European Conference on Optical Communication*, 2000, vol. 2, pp. 185-188
- [Wat97] Watanabe S., Takeda S., Ishikawa G., Ooi H., Nielsen J.G., Sonne C. *Simultaneous wavelength conversion and optical phase conjugation of 200 Gb/s (5x40 Gb/s) WDM signal using a highly nonlinear fiber four-wave mixer*. *11th International Conference on Integrated Optics and Optical Fibre Communications and 23rd European Conference on Optical Communications*, 1997, vol. 5, vol. 5, pp. 1-4.
- [Yos84] Yoshizawa M., Kobayashi T. *Experimental and theoretical studies on colliding pulse mode locking*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1984, vol. 20, n° 7, pp. 797-803.

Chapitre 4

La diffusion Brillouin stimulée dans les amplificateurs de puissance

La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques a été observée pour la première fois en 1972 [Ipp72]. Elle correspond à l'interaction entre les modes électromagnétiques et sonores de la fibre, c'est-à-dire, entre les photons et les phonons acoustiques.

En effet, des perturbations thermiques [She85], mécaniques ou une impulsion lumineuse peuvent engendrer la propagation d'ondes acoustiques dans une fibre optique. Le mécanisme non linéaire moteur de ce phénomène est appelé électrostriction. La diffusion Brillouin correspond à l'interaction entre une onde lumineuse et une onde acoustique générée par électrostriction. Elle n'agit efficacement que sur des faisceaux assez fins spectralement, de quelques dizaines de mégahertz, donc d'une durée suffisante, au moins de quelques dizaines de nanosecondes.

À cause du coefficient de gain Brillouin élevé et des longues distances d'interaction, le SBS est l'un des effets non linéaires prédominants dans les systèmes optiques à fibre. Il a été observé dans des fibres monomode de quelques kilomètres avec des signaux continus de seulement quelques milliwatts de puissance d'entrée [Cot83]. Dans

les systèmes multigigabit, il dégrade considérablement le taux d'erreur binaire [Fis93].

Du fait des fortes puissances générées dans les amplificateurs à fibre dopée, l'apparition du SBS dans ces dispositifs est prévisible. Les premières expériences dans ce sens ont été réalisées en 1992, où un seuil Brillouin de 40 mW a été observé dans un EDFA long de 50 m [Shi92].

Il existe actuellement des applications tels que les lidar ou l'imagerie à sécurité oculaire qui utilisent des signaux à 1,55 μm avec un spectre étroit et une forte puissance. Ces systèmes fonctionnent avec des impulsions carrées de quelques kHz de fréquence de répétition, environ 1 μs de largeur temporelle et une énergie pouvant atteindre 10 μJ par impulsion. Les amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ présentés dans le chapitre 1 peuvent être utilisés pour amplifier ce type d'impulsions. Par contre, la déplétion du gain et surtout la présence de SBS limitent l'énergie de sortie de ces impulsions à environ 10 μJ – 1 mJ en fonction du profil de la fibre (concentration de dopants et diamètre du cœur).

Dans ce chapitre nous présenterons le phénomène de diffusion Brillouin stimulée et sa mise en évidence expérimentale dans les amplificateurs à fibre $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. Un modèle à cinq équations couplées a été développé et sera présenté dans la section 4.3. L'influence de la configuration de pompage et de la forme de l'impulsion sur les effets du SBS est considérable, une section sera donc consacrée à leur étude.

4.1 La diffusion Brillouin stimulée

Considérons un milieu dans lequel il y a un bruit acoustique engendré par le mouvement brownien de ses molécules. Une fraction de l'onde lumineuse (appelée ici onde de pompe) traversant ce milieu sera réfléchi par ce bruit acoustique : c'est la diffusion Brillouin spontanée. Cette onde lumineuse diffusée, appelée onde de Stokes, se propage en sens inverse et interfère avec l'onde de pompe. Lorsque deux ondes de fréquences différentes se propagent dans le même milieu en sens inverse, leur superposition produit des franges d'interférence, avec des zones où le champ électrique est intense et d'autres où il est plus faible (figure 4.1). Par électrostriction, des zones de compression périodique se créent dans le milieu et défilent dû à la différence de fréquence des deux ondes lumineuses. Si la vitesse de défilement des franges d'interférence est égale à celle du son dans le milieu, une onde acoustique est générée. Cette onde acoustique stimule à son tour la diffusion Brillouin et renforce par là même l'onde acoustique. C'est ce processus en boucle décrit ci-dessous qui est appelé diffusion Brillouin stimulée.

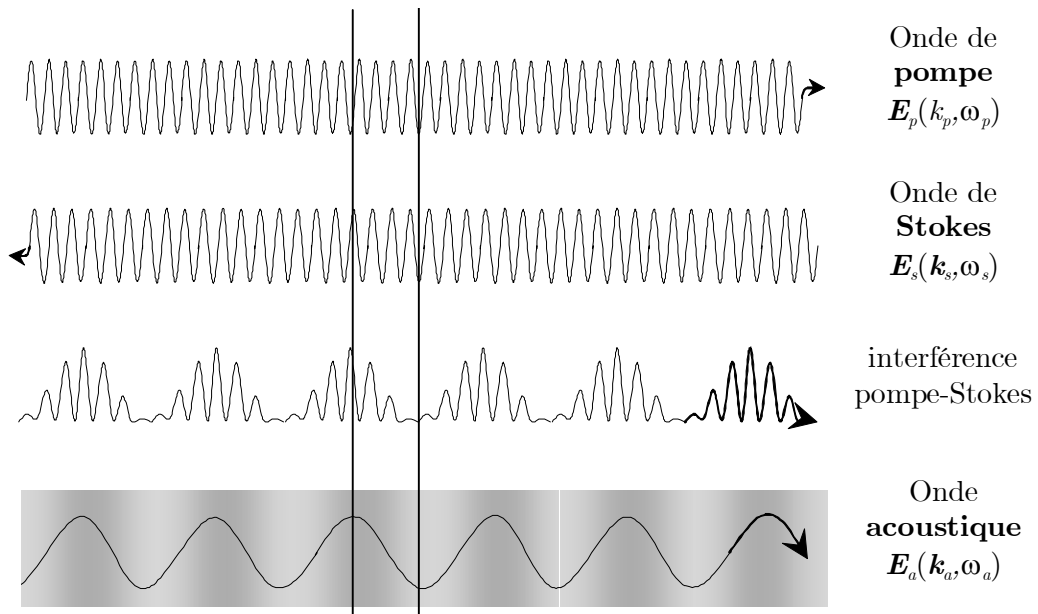


Figure 4.1 Interaction de l'onde de pompe avec l'onde Stokes donnant lieu à un battement à la fréquence de l'onde acoustique. Une onde de matière à la fréquence du battement est générée grâce à l'électrostriction.

Si on laisse de côté l'onde acoustique – dont l'énergie est négligeable face à celle des ondes optiques –, on remarque que ce processus consiste en fait en un transfert de l'énergie de l'onde de pompe en faveur de l'onde Stokes. La diffusion Brillouin stimulée peut être interprétée comme un gain optique pour une onde Stokes traversant ce milieu électrostrictif en présence de l'onde de pompe. La diffusion Brillouin stimulée permet ainsi de réaliser des amplificateurs optiques et des lasers à faible largeur de raie en utilisant une simple fibre optique [Stk82], [Fer94].

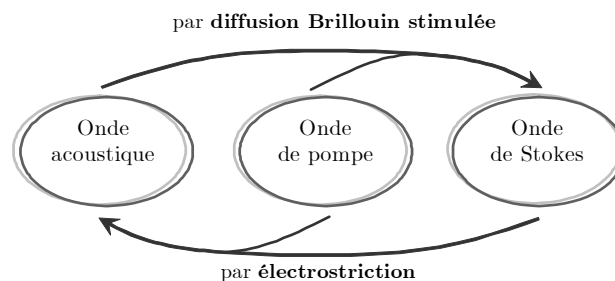


Figure 4.2 Diagramme de la génération de l'onde acoustique par électrostriction et de l'onde de Stokes par SBS.

Ce processus de diffusion peut être décrit du point de vue de la mécanique quantique comme l'annihilation d'un photon de pompe qui crée un photon à la fréquence de Stokes et un phonon acoustique, ou bien l'absorption d'un phonon qui crée un photon à la fréquence anti-Stokes (figure 4.3). L'efficacité de la diffusion anti-Stokes est beaucoup plus faible que celle de la diffusion Stokes [Hil76]. Cela peut s'expliquer par le peuplement des niveaux d'énergie mis en jeu lors de la transition d'un photon Stokes ou anti-Stokes [Yar89]. Une autre raison vient du fait que le réservoir de phonons acoustiques se vide au cours du processus de diffusion anti-Stokes. Ce dépeuplement limite considérablement l'efficacité du processus ; lors des résultats expérimentaux on trouvera une puissance d'onde anti-Stokes plus faible que celle de Stokes.

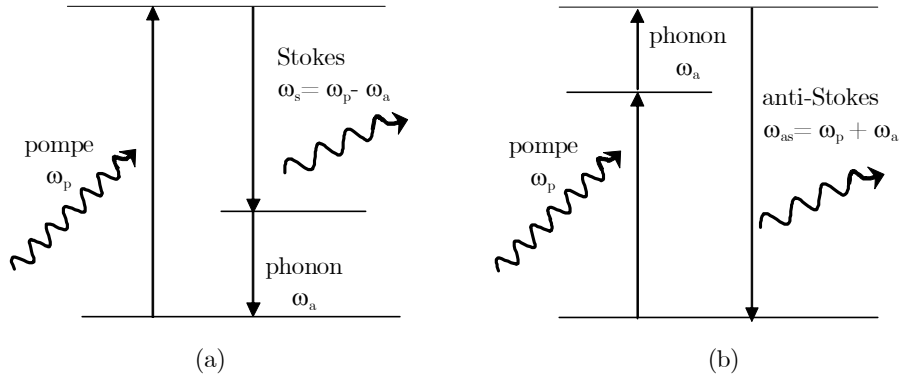


Figure 4.3 Processus de génération de (a) l'onde de Stokes par la création d'un phonon et (b) de l'onde anti-Stokes par l'absorption d'un phonon..

Dans le processus de diffusion Brillouin trois ondes interviennent : l'onde de pompe $E_p(\vec{k}_p, \omega_p)$, l'onde acoustique générée par électrostriction $E_a(\vec{k}_a, \omega_a)$ et l'onde de Stokes diffusée $E_s(\vec{k}_s, \omega_s)$.

Dans cette réaction, l'énergie totale est bien entendu conservée, ainsi que l'accord de phase entre les trois ondes :

$$\omega_a = \omega_p - \omega_s \quad (4.1)$$

$$\mathbf{k}_a = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s \quad (4.2)$$

avec ω_a , ω_p et ω_s les fréquences et \mathbf{k}_a , \mathbf{k}_p et \mathbf{k}_s les vecteurs d'onde de l'onde acoustique, de la pompe et de l'onde de Stokes respectivement.

Chaque onde vérifie de plus une relation de dispersion :

$$|\mathbf{k}_p| = \frac{\omega_p}{c}; \quad |\mathbf{k}_s| = \frac{\omega_s}{c}; \quad |\mathbf{k}_a| = \frac{\omega_a}{v_a} \quad (4.3)$$

avec v_a la vitesse de l'onde acoustique.

La fréquence ω_a et le vecteur d'onde \mathbf{k}_a de l'onde acoustique satisfont la relation de dispersion suivante :

$$|\mathbf{k}_a|^2 = |\mathbf{k}_p|^2 + |\mathbf{k}_s|^2 - 2|\mathbf{k}_p||\mathbf{k}_s| \cos\theta \quad (4.4)$$

et donc

$$\omega_a = |\mathbf{k}_a|v_a = 2v_a|\mathbf{k}_p|\sin(\theta/2) \quad (4.5)$$

avec θ l'angle entre la pompe et l'onde de Stokes, et l'équation (4.2) a été utilisée avec $|\mathbf{k}_p| \approx |\mathbf{k}_s|$. L'équation (4.3) montre que le décalage en fréquence de l'onde de Stokes dépend de l'angle de diffusion. Dans le cas d'une fibre, seulement deux angles sont possibles : celui correspondant au sens de la pompe ($\theta = 0$) et celui opposé à la pompe ($\theta = \pi$). Le premier cas annulant le vecteur d'onde acoustique, l'onde de Stokes ne se propage que dans le sens opposé au signal de pompe.

Puisque le réseau d'indice associé à l'onde acoustique se déplace à la vitesse de l'onde acoustique v_a , l'onde retro-diffusée subit un décalage Doppler v_B donné par :

$$v_B = \frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{2nv_a}{\lambda_p} \quad (4.6)$$

où l'équation (4.3) a été utilisée avec $|\mathbf{k}_p| = 2\pi n/\lambda_p$, n est l'indice de réfraction et λ_p est la longueur d'onde de la pompe. Si on utilise $v_a = 5,96$ km/s et $n = 1,45$, valeurs standard des fibres en silice, on trouve $v_B \approx 11$ GHz à $\lambda_p = 1,55$ μm .

Un paramètre important de ce processus est le gain Brillouin $g_B(v)$, qui caractérise l'amplification de l'onde Stokes et dont le maximum a lieu à $v = v_B$. La forte atténuation des ondes acoustiques dans la silice détermine la forme spectrale du gain Brillouin. En effet, la décroissance exponentielle des ondes acoustiques e^{-t/τ_B} a pour résultat un gain $g_B(v)$ présentant un profil Lorentzien [Hei79]:

$$g_B(v) = \frac{(\Delta v_B/2)^2}{(v - v_B)^2 + (\Delta v_B/2)^2} \cdot g_B(v_B) \quad (4.7)$$

avec Δv_B la largeur de bande à mi-hauteur, elle est liée à la durée de vie τ_B des phonons acoustiques dans le matériau par la relation $\tau_B = 1/(\pi \cdot \Delta v_B)$ lorsque l'élargissement est supposé de nature homogène. Cette durée, caractéristique de

l'amortissement de l'onde matérielle, est de l'ordre de quelques nanosecondes. En fait, $\Delta\nu_B$ dépend de la longueur d'onde du champ de pompe [Hei79] ainsi que de la composition du milieu [Shi87]. La valeur exacte de $\Delta\nu_B$ est spécifique à chaque fibre optique et aucune règle exacte ne permet de la calculer précisément. La valeur retenue dans notre travail est $\Delta\nu_B = 70$ MHz.

Dans les équations (2.8) et (2.9) en page 48, nous avons vu le système d'équations qui décrit l'évolution de l'onde de pompe et celle de Stokes en régime continu. Dans le cas de sources impulsionnelles, il faut utiliser un modèle qui prenne en compte l'évolution temporelle des intensités.

Le modèle dynamique de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre passive se fait à l'aide d'un système de trois équations couplées : une pour l'amplitude de pompe E_p , une autre pour l'amplitude de l'onde Stokes E_s et une troisième pour celle de l'onde acoustique ρ générée par électrostriction [Boy90], [Mon87] :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_p = -\frac{g_B}{2A} E_s \rho - \frac{\alpha}{2} E_p \quad (4.8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_s = \frac{g_B}{2A} E_p \rho^* - \frac{\alpha}{2} E_s \quad (4.9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2}\right) \rho = \frac{\Gamma_B}{2} E_p E_s^* + f \quad (4.10)$$

avec Γ_B le taux de décroissance des phonons, A la surface effective de la fibre, α l'atténuation de la fibre et f la source de bruit à l'origine du SBS.

Ces équations décrivent le SBS dans le cas où seulement le Stokes de premier ordre est à prendre en compte. Mais, dans notre système, l'onde de Stokes d'ordre 1 est amplifiée lorsqu'elle se propage dans le sens contra-propagatif. Si elle atteint le seuil Brillouin, elle peut agir à son tour comme une pompe et créer une onde Stokes de second ordre, décalée de 11 GHz par rapport à celle d'ordre 1. Lorsqu'elle est suffisamment puissante, elle pourra générer une onde de Stokes d'ordre 3 et ainsi de suite.

Cette circonstance a été prise en compte au moment de modéliser notre système en ajoutant un terme de gain, ainsi que deux équations supplémentaires : l'une pour l'onde de Stokes de second ordre –copropagative à la pompe– et l'autre pour l'onde acoustique correspondante. Nous détaillerons ce point dans la section relative à la modélisation du système, en page 99.

4.2 Mise en évidence du SBS dans les amplificateurs à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

4.2.1 Montage expérimental

Le montage nécessaire à la mise en évidence expérimentale du SBS dans l'amplificateur à fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ est représenté en figure 4.4.

La source est un laser à cavité externe (ECL) avec une largeur de bande inférieure à 100 kHz. Le signal continu généré par le ECL est modulé avec un modulateur acousto-optique (AOM) pour obtenir des impulsions de 1 μs avec une fréquence de répétition de 50 kHz. La transmission du AOM est contrôlée avec un signal électrique analogique avec des fronts ascendants et descendants réglables, permettant ainsi la maîtrise de la forme de l'impulsion. Une étape de pré-amplification a été ajoutée avant l'amplificateur de puissance $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ afin de limiter le gain requis par ce dernier pour l'observation du SBS. Entre les deux, un filtre d'1 nm de bande passante sert à bloquer l'émission spontanée amplifiée (ASE) afin d'optimiser la puissance de sortie de l'impulsion. La puissance moyenne d'entrée à l'amplificateur $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ est de +12 dBm.

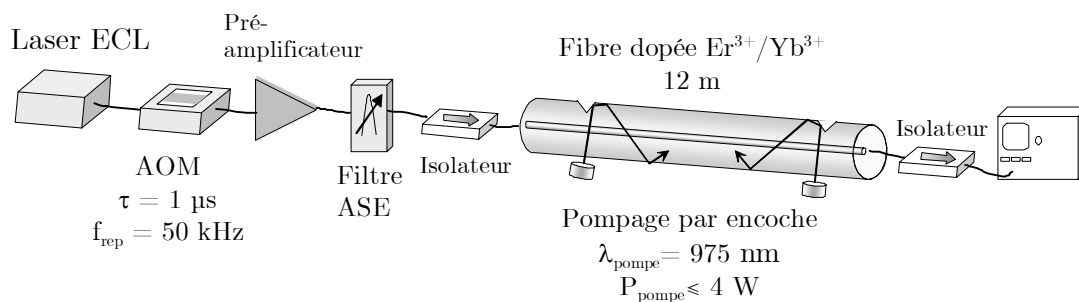


Figure 4.4 Montage expérimental pour la mesure du SBS.

L'amplificateur de puissance consiste en une fibre dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ de 12 m de longueur, pompée à travers une encoche avec deux diodes laser à 975 nm. La puissance de chaque laser de pompe peut atteindre 4 W, et la puissance de sortie générée, 30 dBm. Cependant, les puissances ont été réglées de façon à minimiser la distorsion induite par le SBS.

4.2.2 Résultats expérimentaux

4.2.2.1 Domaine spectral

La figure 4.5 montre le spectre de sortie du système pour différentes puissances de pompe, toujours en configuration contrapropagative. À 1,76 W on est dans la limite du seuil Brillouin et l'impulsion garde sa forme originelle. L'apparition des nouvelles fréquences dévient évidente avec l'augmentation de la puissance de pompe. Du fait de l'espacement entre les raies, l'association de ces nouvelles fréquences au phénomène de diffusion Brillouin stimulée est immédiate. Celles décalées vers le rouge correspondent aux ondes Stokes (création d'un phonon) et celles décalées vers le bleu aux ondes anti-Stokes (absorption d'un phonon), comme il a été décrit dans la figure 4.3.

En effet, puisqu'on étudie le spectre en sortie de l'amplificateur, les seuls signaux susceptibles d'être mesurés sont les ondes Stokes et anti-Stokes d'ordres pairs. Les ordres impairs traversent la fibre dopée en sens contra-propagatif, et pour les mesurer il faudrait placer l'analyseur de spectre optique à l'entrée de la fibre. La séparation entre les raies doit donc être deux fois la fréquence Brillouin, puisque le Stokes d'ordre $2n+1$ est généré par le Stokes d'ordre $2n$. Effectivement, les différentes longueurs d'onde dans la figure 4.5 sont séparées de 0,17 nm, c'est-à-dire 21,2 GHz, correspondant à deux fois la fréquence Brillouin mesurée dans la silice [Agr89].

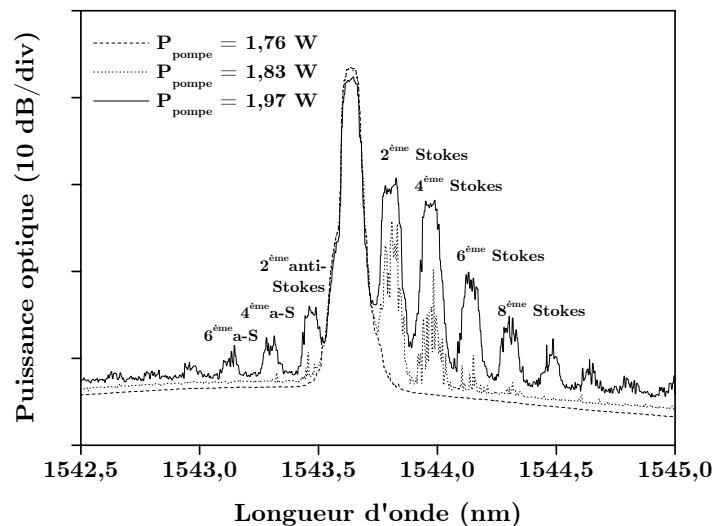


Figure 4.5 Spectre de sortie du système décrit en figure 4.4 en configuration contra-propagative pour différentes puissances de pompe. On observe la génération des ondes de Stokes et anti-Stokes d'ordres supérieurs.

4.2.2.2 Domaine temporel

En présence d'un signal suffisamment intense, un amplificateur peut voir son gain limité du fait de la saturation de l'inversion de population. Cet effet crée un profil du gain qui décroît exponentiellement avec le temps [Sie86]. Une impulsion carrée suffisamment longue sera donc transformée en une impulsion avec un profil exponentiel [Ko94].

La figure 4.6 en est un exemple ; elle présente un signal à la sortie d'un amplificateur pompé en contra-propagatif à 1,4 W. La puissance d'entrée de l'amplificateur $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ est de 100 mW, et visiblement le seuil Brillouin n'a pas été atteint puisqu'on n'observe que la décroissance exponentielle du fait de la déplétion de la pompe. Le front montant correspond à une impulsion idéalement carrée qui décroît d'un facteur 5 avant d'atteindre le front descendant.

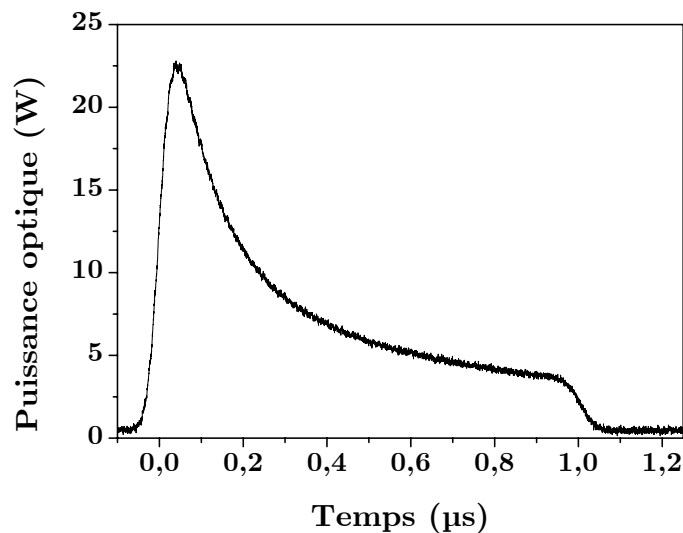


Figure 4.6 Sortie temporelle du système avec pompage contra-propagatif à 1,4 W. Le seuil Brillouin n'a pas été atteint et la forme de l'impulsion n'est marquée que par la déplétion du gain.

Par contre, il suffit d'augmenter la puissance de la pompe afin d'obtenir une puissance de sortie crête supérieure à 10 W pour observer une distorsion supplémentaire à cause de la diffusion Brillouin stimulée.

Différentes mesures temporelles de la sortie de l'amplificateur $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ ont été effectuées pour diverses configurations de pompage. Dans tous les cas, l'impulsion a vu sa forme modifiée par la déplétion du gain dès que la puissance de sortie atteint quelques microjoules.

Le SBS présente une nature stochastique du fait qu'il est déclenché à partir du bruit généré par la diffusion Brillouin spontanée, comme cela a été exposé en page 90. Il induit des fluctuations aléatoires de l'impulsion de sortie, que l'on peut observer en figure 4.7. Cette figure présente trois mesures différentes du système (a) en configuration co-propagative avec $P_{\text{pompe}} = 1,48 \text{ W}$ et (b) en configuration contra-propagative avec $P_{\text{pompe}} = 1,76 \text{ W}$.

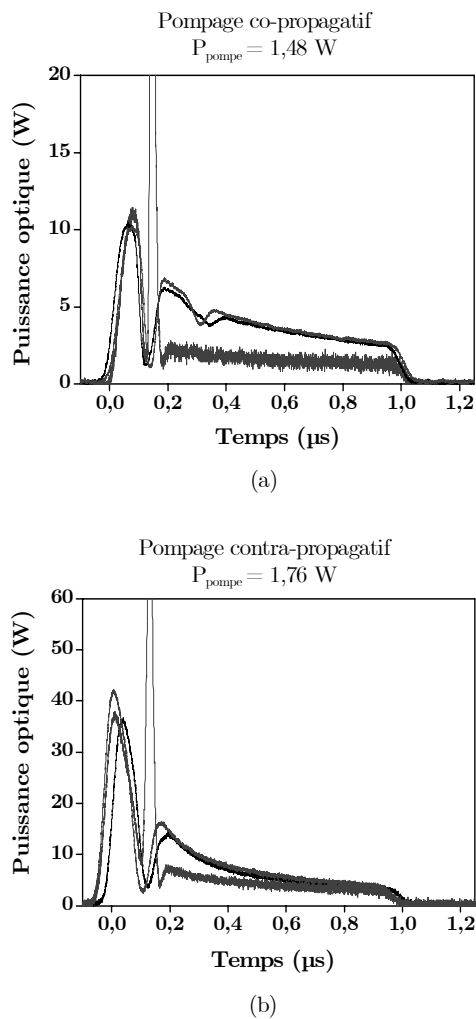


Figure 4.7 Superposition de plusieurs mesures de la sortie temporelle du système. (a) Pompage co-propagatif. (b) Pompage contra-propagatif

Outre la décroissance exponentielle, on observe un trou à $0,12 \mu\text{s}$ par rapport au début de l'impulsion. Ce temps correspond au parcours aller-retour dans la fibre dopée de 12 m de longueur. Ce trou peut être expliqué de la façon suivante : le signal de pompe amplifié atteint son maximum à la sortie de l'amplificateur. Ce signal agit

comme une pompe pour le SBS et génère donc un signal de Stokes se propageant en sens opposé, au même temps qu'il est amplifié. Ce signal de Stokes atteint son maximum de puissance à l'entrée de l'amplificateur, correspondant au temps d'aller-retour dans la fibre (i.e., 0,12 μ s). La puissance du signal initial est déplétée à ce moment-là et c'est pourquoi on observe ce trou. Une fois que le signal de Stokes a atteint l'entrée de l'amplificateur, le signal initial récupère son niveau et le processus peut recommencer ; un deuxième trou se produit à 0,24 μ s, correspondant à la répétition du phénomène.

Le pic étroit à 0,12 μ s du front montant de l'impulsion correspond au Stokes d'ordre 2 qui se propage dans le même sens que le signal amplifié. Il se développe lorsque l'onde Stokes d'ordre 1 devient suffisamment importante, ce qui est envisageable puisque ce signal est amplifié lorsqu'il se propage. Cet événement présente une nature stochastique et il n'est pas détectable en permanence par l'oscilloscope. L'apparition de ce pic modifie considérablement la forme du signal comme le montrent les figures.

Nous observons également une différence de puissances de sortie considérable selon que la configuration de pompage soit co- ou contra-propagative. Ce sujet sera été développé dans la section 4.4.

4.3 Modélisation du SBS

4.3.1 Modèle

La modélisation de la diffusion Brillouin stimulée se fait souvent à l'aide d'un système de trois équations couplées, comme on l'a vu en page 94 [Dju00], [Höö92]. Cette modélisation ne prend en compte que l'onde de pompe, l'onde de Stokes d'ordre 1 et l'onde acoustique correspondante.

On a vu dans notre système que le Stokes d'ordre 2, généré par le Stokes de premier ordre, doit être pris en considération du fait de la puissance élevée de ce dernier. On doit alors travailler avec un système de 5 équations qui inclut cette nouvelle situation [Mon87]. Les ondes à prendre en considération sont :

- l'onde de pompe $E_p(z,t)$;
- l'onde de Stokes de premier ordre $E_s(z,t)$, qui se déplace dans le sens contra-propagatif par rapport à la pompe ;
- l'onde de Stokes de deuxième ordre $E_{s2}(z,t)$, générée par le Stokes du premier ordre et qui se déplace dans le même sens que la pompe ;

- l'onde acoustique $\rho^+(z,t)$ à l'origine de $E_s(z,t)$, qui se propage dans le même sens que la pompe ;
- l'onde acoustique $\rho^-(z,t)$ à l'origine de $E_{s2}(z,t)$, qui se propage dans le sens opposé à la pompe.

La modélisation du SBS dans notre système passe donc par la résolution d'un système de cinq équations couplées dans lesquelles il faut inclure la distribution de gain g introduit par l'amplificateur :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_p = -\frac{g_B}{2A} E_s \rho^+ + \frac{g-\alpha}{2} E_p \quad (4.11)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_s = \frac{g_B}{2A} E_p \rho^{+*} - \frac{g_B}{2A} E_{s2} \rho^- + \frac{g-\alpha}{2} E_s \quad (4.12)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_{s2} = \frac{g_B}{2A} E_s \rho^{*-} + \frac{g-\alpha}{2} E_{s2} \quad (4.13)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2}\right) \rho^+ = \frac{\Gamma_B}{2} E_p E_s^* + f^+ \quad (4.14)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2}\right) \rho^- = \frac{\Gamma_B}{2} E_s E_{s2}^* + f^- \quad (4.15)$$

avec E_p , E_s , E_{s2} , ρ^+ et ρ^- les ondes décrites ci-dessus, g_B le gain Brillouin, A la surface effective du mode, v_g la vitesse de groupe, $g \equiv g(z,t)$ la distribution spatiale et temporelle du gain, α les pertes passives (sans inclure l'atténuation due aux ions Er^{3+}) et Γ_B le taux de décroissance des phonons lié à leur temps de vie τ_B à travers la relation $\Gamma_B = \frac{1}{2\pi\tau_B}$.

L'influence du bruit ASE de l'amplificateur dans le processus est négligée du fait de la faible largeur spectrale du SBS, inférieure à 100 MHz.

La diffusion Brillouin spontanée à l'origine des ondes acoustiques co- et contra-propagatives ρ^+ et ρ^- a été décrite à travers des sources de bruit $f^\pm(t)$ correspondant ainsi aux termes de bruit d'une équation de Langevin classique avec un terme d'entretien $\frac{\Gamma_B}{2} E_p E_s^*$ [Gae91]. On a fait l'hypothèse que ces sources $f^\pm(t)$ forment un processus blanc gaussien de moyenne nulle δ -corrélé dans l'espace et le temps :

$$\langle f^\pm(z, t) f^\pm(z', t') \rangle = Q \delta(t-t') \delta(z-z') \quad (4.16)$$

La valeur de Q peut être déduite grâce à des arguments thermodynamiques, et sa valeur est [Boy90] :

$$Q = \frac{k_B T A v_g \Gamma_B^2}{2 g_B v_s} \quad (4.17)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température et v_s est la vitesse de l'onde acoustique.

Les équations (4.11)-(4.15) ont été résolues numériquement en les intégrant le long des caractéristiques du système. On pose pour cela :

$$\zeta = z - v_g t \quad \text{et} \quad \xi = z + v_g t$$

où ζ et ξ sont les équations des droites selon lesquelles voyage l'information dans l'espace-temps. En faisant le changement des variables dans le système, on obtient ainsi des équations ayant la forme des équations différentielles ordinaires. On peut donc les intégrer avec des méthodes classiques comme Runge-Kutta. D'après [deS91] il est inefficace d'utiliser une méthode d'ordre supérieur à 2 dans la résolution des systèmes d'équations aux dérivées partielles avec conditions aux limites, on a donc utilisé la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2.

En prenant compte de la déplétion de la pompe, la dynamique du gain de l'amplificateur a été modélisée sur toute la longueur de l'amplificateur selon [Sie86] :

$$G(t) = 1 + (G_0 - 1) \exp\left(-\frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{sat}}}\right) \quad (4.18)$$

où G_0 est le gain de l'amplificateur avant que l'impulsion n'arrive, $E_{\text{out}}(t)$ est l'énergie de sortie et E_{sat} est l'énergie de saturation définie comme $E_{\text{sat}} = P_{\text{sat}} \cdot t$, avec P_{sat} la puissance de saturation et t le temps de vie du niveau excité des ions. Cela donne

$$E_{\text{sat}} = \frac{A h \nu}{(\sigma_e + \sigma_a) \Gamma_{\text{rec}}} \quad (4.19)$$

avec σ_e et σ_a les sections efficaces d'émission et d'absorption respectivement, et Γ_{rec} l'intégrale de recouvrement. La valeur de E_{sat} utilisée dans notre modélisation est $E_{\text{sat}} = 2,2 \mu\text{J}$.

Afin de simplifier les calculs, on a considéré une distribution de gain $g(t)$ constante le long de la fibre dopée dont la valeur est donc $g(t) = \ln(G(t))/L$, L étant la longueur de l'amplificateur.

4.3.2 Résultats de la modélisation

La modélisation décrite dans les paragraphes précédents a été utilisée avec les valeurs des paramètres de SBS et de la fibre présentées dans le tableau 4.1 :

Tableau 4.1 Valeur des paramètres utilisés lors de la simulation du SBS dans l'amplificateur à fibre double gaine.

Paramètre	Valeur
Longueur de la fibre dopée	$L = 12$ m
Surface effective	$A = 65$ μm^2
Gain total	$G_0 = 22$ dB
Pertes intrinsèques	$\alpha = 150$ dB/km
Energie de saturation	$E_{\text{sat}} = 2,2$ μJ
Vitesse de groupe	$v_g = 2 \cdot 10^8$ m/s
Vitesse de l'onde acoustique	$v_a = 5960$ m/s
Gain Brillouin	$g_B = 5 \cdot 10^{-11}$ m/W
Durée de vie du phonon	$\tau_B = 4,5$ ns

Les figures 4.8 et 4.9 montrent le résultat de cette simulation pour une impulsion initiale carrée avec une puissance crête de 0,1 W. Des valeurs aléatoires de bruit ont été utilisées afin de prendre en compte la nature stochastique de cette source. La figure 4.8 présente la sortie avec un pompage co-propagatif. On y voit reproduit le comportement trouvé expérimentalement et présenté dans la figure 4.7.a, avec le

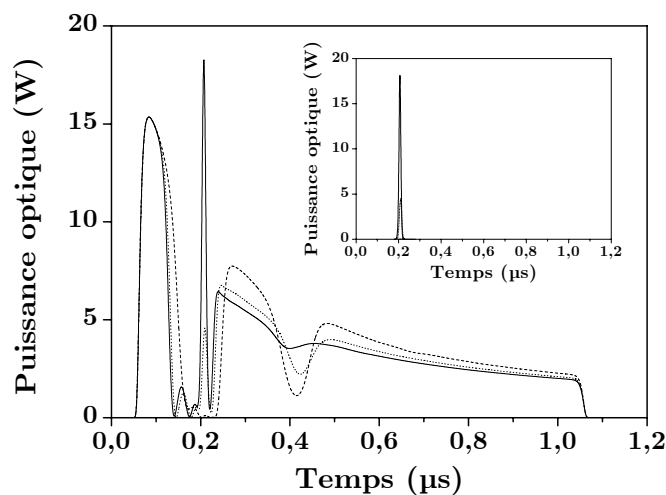


Figure 4.8 Superposition de plusieurs simulations – avec différentes fluctuations du bruit – de l'onde se propageant dans le sens co-propagatif. La figure insérée montre isolément la contribution de l'onde de Stokes d'ordre 2.

trou correspondant à la déplétion de l'onde de pompe et le pic correspondant à l'onde de Stokes de deuxième ordre. La concordance avec les résultats expérimentaux est manifeste : le deuxième trou a aussi été reproduit. L'encart dans la figure montre le Stokes de deuxième ordre séparément.

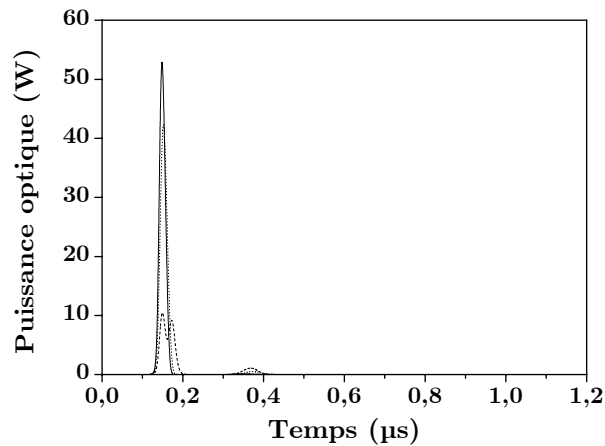


Figure 4.9 Superposition de plusieurs simulations – avec différentes fluctuations du bruit – de l'onde Stokes se propageant dans le sens contra-propagatif.

La figure 4.9 présente la simulation de la sortie contra-propagative. Le signal montré correspond à l'onde de Stokes d'ordre 1 généré à partir du signal de pompe. Un faible signal apparaît à 0,36 μs , correspondant au Stokes d'ordre 3 quand le Stokes d'ordre 2 est suffisamment intense.

4.4 Influence du pompage et de la forme des impulsions : optimisation de la configuration du système

La configuration du pompage de l'amplificateur à fibre détermine les caractéristiques de l'impulsion de sortie. La figure 4.7 en page 98 présente un premier aperçu de cette dépendance : on peut observer une importante différence entre les puissances de sortie selon les configurations de pompage. L'étude théorique réalisée sur le sujet a confirmé cette dépendance. La figure 4.10 présente les résultats de simulation du système pour des configurations de pompage co- et contra-propagative. Ces résultats sont présentés en parallèle avec des résultats de simulation. Dans chaque cas, le profil de gain utilisé est montré dans les encarts.

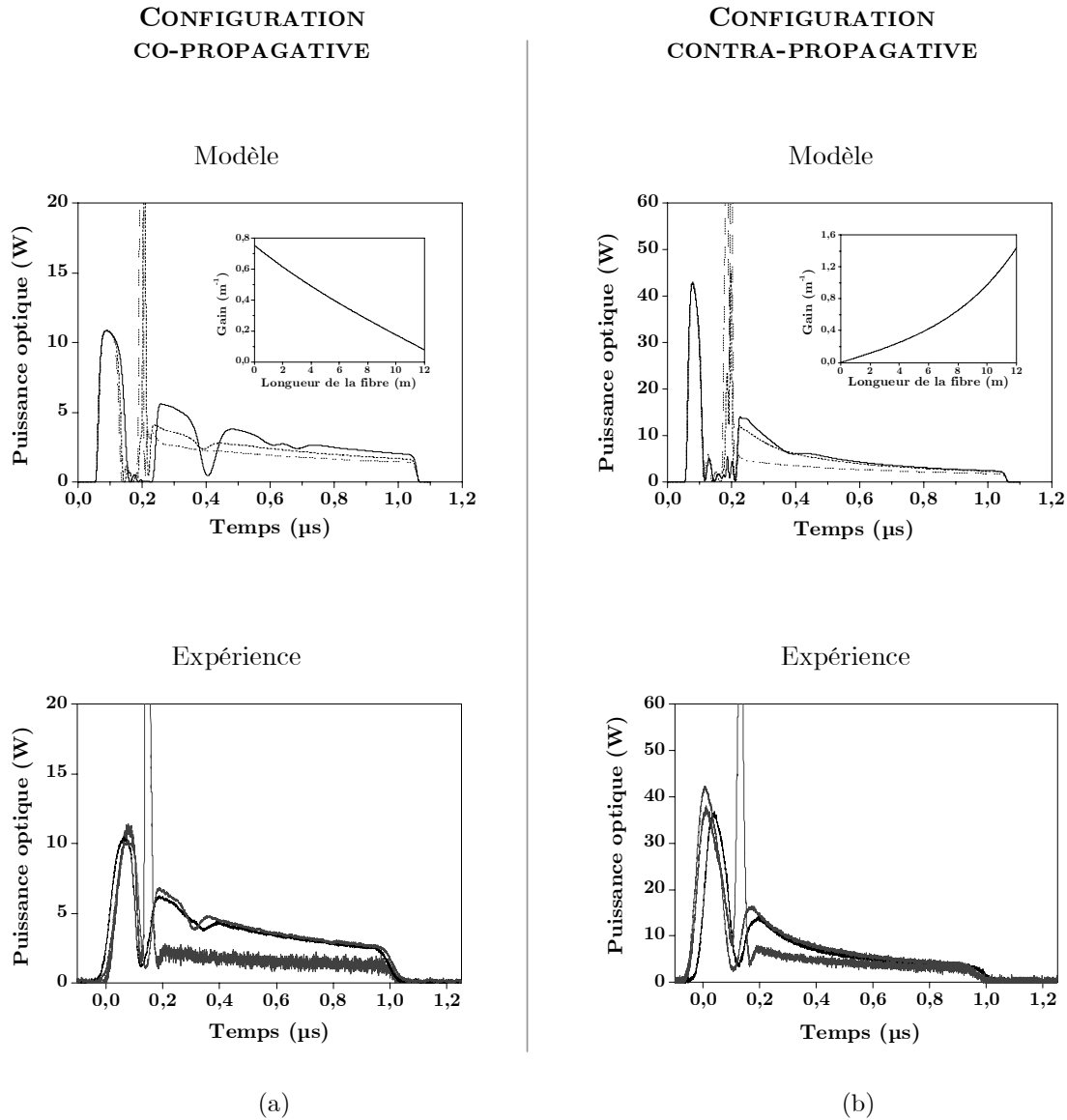


Figure 4.10 Résultats théoriques et expérimentaux mettant en évidence la dépendance du signal de sortie avec la configuration de pompage. (a) Pompage co-propagatif. (b) Pompage contra-propagatif. Les encarts dans les résultats de modélisation montrent le profil spatial de gain utilisé lors de la simulation.

Le comportement du signal est analogue dans les deux configurations de pompage (apparition du trou à 0,12 μs , Stokes d'ordre 2, ...). Par contre, le seuil de puissance est bien différent selon que le pompage est co-propagatif ou contra-propagatif : la puissance du signal dans le cas du pompage contra-propagatif est considérablement plus élevée que dans le cas co-propagatif.

L'explication de cette différence de puissance est la suivante : en configuration co-propagative, la distribution de gain de l'amplificateur est maximum à l'entrée de la fibre dopée, ce qui augmente très rapidement la puissance de la pompe et par la suite la puissance du Stokes de premier ordre. Cet accroissement de l'onde de Stokes est d'autant plus important qu'il est fortement amplifié lorsqu'il se propage dans le sens contra-propagatif, limitant ainsi de façon considérable la puissance de la pompe. Par contre, en configuration contra-propagative, le maximum du gain se réalise vers la fin de la fibre : lorsque l'onde de Stokes se propage, elle subit un gain beaucoup moins important, et la déplétion de la pompe est ainsi plus faible que dans le cas précédent. Le SBS limite les puissances crête de sortie à environ 10 W en configuration co-propagative et à plus de 40 W en contra-propagative, comme le montre la figure 4.10.

Une autre étude a été réalisée du point de vue de la puissance moyenne par impulsion fournie par l'amplificateur. Cette puissance a été mesurée pour différentes configurations de pompage. Le montage utilisé est celui décrit en la figure 4.4 mais avec une fréquence de répétition de 100 kHz et une puissance moyenne d'entrée à l'amplificateur $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ de 10 dBm au lieu de 12.

La figure 4.11 montre les résultats de trois mesures quand l'une des pompes est gardée constante et on fait varier l'autre. Nous observons que, dans le cas le plus favorable (configuration fortement contra-propagative), la puissance moyenne maximum du signal amplifié ne dépasse pas 750 mW, ce qui correspond à une énergie de 7,5 μJ par impulsion. Si on augmente la valeur de la pompe, la puissance atteignable tombe de façon abrupte à cause du SBS, qui contribue à la déplétion du gain.

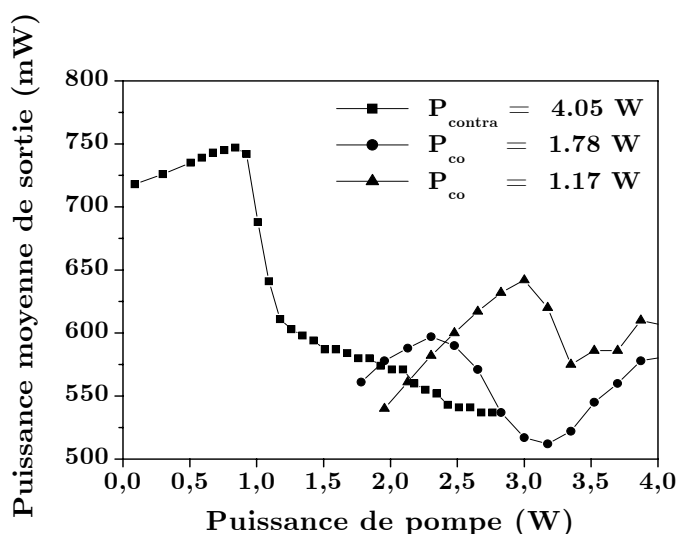


Figure 4.11 Puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance de pompe quand l'autre pompe est fixée.
 $P_{\text{entrée}}(\text{moyenne}) = 10 \text{ mW}$, $f_{\text{rep}} = 100 \text{ kHz}$, $\tau = 1 \mu\text{s}$.

4.4.1 Optimisation de la forme des impulsions

Comme nous l'avons présenté, une méthode pour maximiser les performances du système consiste à optimiser les puissances de pompage, de façon à réduire la déplétion de la pompe créée par l'onde de Stokes d'ordre 1.

Néanmoins, le choix adéquat des puissances de pompe ne permet pas d'obtenir une puissance de sortie optimale [Kul03]. Au-dessus de quelques μJ d'énergie de sortie, et pour une impulsion d'entrée carrée, la décroissance exponentielle du gain de l'amplificateur rend le front montant de l'impulsion environ 5 fois plus puissant que le front descendant. Cela favorise le SBS et limite ainsi la puissance du système.

Une façon d'y remédier consiste à utiliser une impulsion d'entrée qui permette la compensation de la déplétion du gain de l'amplificateur. Puisque cette déplétion a une forme exponentielle décroissante, nous avons choisi d'utiliser une impulsion en forme exponentielle croissante. La figure 4.12 montre le signal injecté dans l'amplificateur de puissance lors de notre expérience. Sa puissance moyenne d'entrée est de 10 mW et sa fréquence de répétition 50 kHz. Le pompage est principalement contra-propagatif : la puissance de pompe co-propagative est de 1,25 W et celle contra-propagative est de 3,62 W.

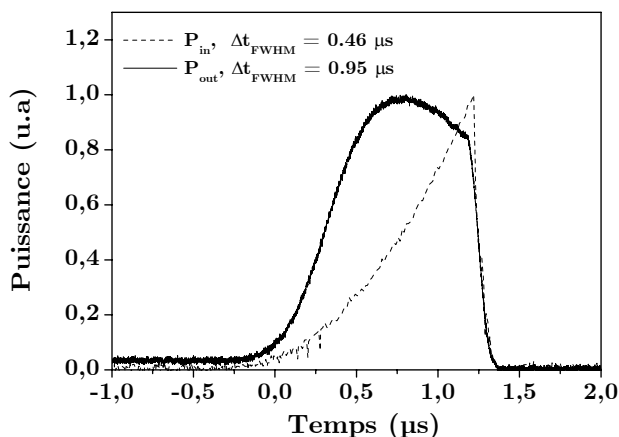


Figure 4.12 Impulsions d'entrée et de sortie optimisées.

$$P_{\text{entrée}}(\text{moyenne}) = 10 \text{ mW}, P_{\text{sortie}}(\text{moyenne}) = 1,05 \text{ W.}$$

$$P_{\text{co}} = 1,25 \text{ W}, P_{\text{contra}} = 3,62 \text{ W.}$$

La dynamique du gain modifie la forme de l'impulsion d'entrée et génère une impulsion de sortie presque carrée comme le montre la figure. Le profil de cette impulsion permet l'obtention d'une énergie de sortie de 20 μJ alors que la puissance de sortie reste en dessous du seuil Brillouin.

4.5 Conclusion

De nombreuses applications utilisent des impulsions puissantes d'environ 1 μs de largeur temporelle. À travers cette étude nous avons montré que la principale limitation à l'obtention de telles impulsions est la diffusion Brillouin stimulée. Cet effet limite la puissance de chaque impulsion et modifie considérablement leur forme et leur spectre.

Dans ce travail, nous avons réalisé une première partie expérimentale de mise en évidence du phénomène : des impulsions d'1 μs de durée ont été injectées dans un amplificateur de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$. Dans le cas de pompage contra-propagatif, la puissance crête du signal atteint 40 W au début de l'impulsion pour tomber rapidement à cause du SBS et de la déplétion de la pompe. Cette puissance est de seulement 10 W dans le cas du pompage co-propagatif.

Une fois le travail expérimental réalisé, nous avons défini un modèle grâce à un système de cinq équations couplées. Dans ce système nous avons pris en compte l'onde de Stokes de deuxième ordre. La plupart de modèles précédents – à trois équations – négligeaient cette onde du fait de sa faible puissance, mais nos travaux expérimentaux ont montré son importance dans notre système.

Cette modélisation nous a permis de mieux comprendre différents aspects du phénomène du SBS : sa nature stochastique, création de l'onde de Stokes d'ordre 2, déplétion de la pompe, influence de la configuration de pompage, ...

Enfin une étude expérimentale portant sur l'optimisation de la forme des impulsions a rendu possible la maximisation de leur énergie sans pour autant atteindre la limite imposée par le seuil Brillouin.

4.6 Bibliographie

- [Agr89] Agrawal G. P. *Nonlinear fiber optics*. San Diego : Academic Press, 1989, 342 p. ISBN 0-12-045140-9.
- [Aok88] Aoki Y., Tajima K., Mito I. *Input power limits of single-mode optical fibers due to stimulated Brillouin scattering in optical communication systems*. Journal of Lightwave Technology, 1988, vol. 6, n° 5, pp. 710-719.
- [Boy90] Boyd R., Rzazewski K., Narum P. *Noise initiation of stimulated Brillouin scattering*. Physical Review A, 1990, vol 42, n° 9, pp. 5514-5521
- [Cot83] Cotter D. *Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber*. Journal of Optical Communications, 1983, vol. 4, n° 1, pp. 10-19.
- [deS91] de Sterke C.M., Jackson K.R., Robert B.D. *Nonlinear coupled-mode equations on a finite interval: a numerical procedure*. Journal of the Optical Society of America B, 1991, vol. 8, n° 2, pp. 403-412.
- [Dev94] van Deventer M.O., Boot A.J. *Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers*. Journal of Lightwave Technology, 1994, vol. 12, n° 4, pp. 585-590.
- [Dju00] Djupsjöbacka A., Jacobsen G., Tromborg B. *Dynamic Stimulated Brillouin Scattering Analysis*. IEEE Journal of Lighthwave Technology, 2000, vol. 18, n° 3, pp. 416-424.
- [Fer94] Ferreira M.F., Rocha J.F., Pinto J.L. *Analysis of the gain and noise characteristics of fier Brillouin amplifiers*. Optical and Quantum Electronics, 1994, vol. 26, pp. 34-44.
- [Fis93] Fishman D.A, Nagel J.A. *Degradations due to stimulated Brillouin scattering in multigigabit intensity-modulated fiber-optic systems*. Journal of Lightwave Technology, 1993, vol. 11, n° 11, pp. 1721-1728.

- [Gae91] Gaeta A.L., Boyd R.W. *Stochastic dynamics of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber*. Physical Review A, 1991, vol. 44, n° 5, pp. 3205-3209.
- [Hei79] Heiman D., Hamilton D.S., Hellwarth R.W. *Brillouin scattering measurements on optical glasses*. Physical Review B, 1979, vol. 19, n° 12, pp. 6583-6592.
- [Hil76] Hill K.O., Johnson D.C., Kawasaki B.S. *Cw generation of multiple Stokes and anti-Stokes Brillouin-shifted frequencies*. Applied Physics Letters, 1976, vol. 29, n° 3, pp. 129-221.
- [Höö92] Höök A., Bolle A. *Transient Dynamics of Stimulated Brillouin Scattering in Optical Communication Systems*. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1992, vol. 10, n° 4, pp. 493-502.
- [Ipp72] Ippen E.P., Stolen R.H. *Stimulated Brillouin scattering in optical fibers*. Applied Physics Letters, 1972, vol. 21, n° 11, pp. 539-541.
- [Ko94] Ko K.Y., Demokan M.S., Tam H. *Transient analysis of erbium-doped fiber amplifiers*. IEEE Photonics Technology Letters, 1994, vol. 6, n° 12, pp. 1436-1438.
- [Kul03] Kulcsar G., Jaouen Y., Olmedo E., Canat G. *Maximizing energy extraction from Er^{3+}/Yb^{3+} doped fiber amplifier in shaped microsecond pulses*. Conference on Lasers and Electro-Optics, 2003.
- [Mon87] Montes C., Coste J. *Optical turbulence in multiple stimulated Brillouin backscattering*. Lasers and Particle Beams, 1987, vol. 5, part 2, pp. 405-411.
- [Sal02] Salhi M., Hideur A., Chartier T., Brunel M., Martel G., Ozkul C., Sanchez F. *Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser*. Optics Letters, 2002, vol. 27, n° 15, pp. 1294-1296.
- [She85] Shelby R.M., Levenson M.D., Bayer P.W. *Guided acoustic-wave Brillouin Scattering*. Physical Review B, 1985, vol. 31, n° 8, pp. 5244-5252.
- [Shi87] Shibata N., Waarts R.G., Braun R.P. *Brillouin-gain spectra for single-mode fibers having pure-silica, GeO_2 -doped, and P_2O_5 -doped cores*. Optics Letters, 1987, vol. 12, n° 4, pp. 269-271.
- [Shi92] Shimizu K., Horiguchi T., Koyamada Y. *Coherent lightwave amplification and stimulated Brillouin scattering in an erbium-doped fiber amplifier*. IEEE Photonics Technology Letters, 1992, vol. 4, n° 6, pp. 564-567.
- [Sie86] Siegman A. E. *Lasers*. Mill Valley : University Science Books, 1986, 1283 p. ISBN 0-935702-11-5
- [Smi72] Smith R.G. *Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*. Applied Optics, 1972, vol. 11, n° 11, pp. 2489-2494.

- [Stk82] Stokes L.F., Chodorow M., Shaw H.J. *All-fiber stimulated Brillouin ring laser with submilliwatt pump threshold*. Optics Letters, 1982, vol. 7, n° 10, pp. 509-511.
- [Yar89] Yariv A. *Quantum Electronics*. New York : John Wiley & Sons, 1989, 704 p. ISBN 0-471-60997-8

Conclusion

L'essor des systèmes de communication a conduit au développement de dispositifs pouvant générer des puissances supérieures au watt avec des techniques bien maîtrisées actuellement. Les amplificateurs à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ en sont un exemple. Grâce à une géométrie optimisée et à une méthode de pompage innovante mais simple, ils présentent des performances très intéressantes, notamment quant à la puissance générée.

Mais cette même puissance élevée pose des problèmes lors de la transmission. Comme dans toute interaction entre un diélectrique et un signal de forte intensité, des non-linéarités apparaissent. Ces non-linéarités déforment le signal dans le domaine temporel et fréquentiel, entraînant ainsi des interférences ou des distorsions. Leur étude approfondie devient nécessaire, ce qui a été fait dans cette thèse.

Notre étude des effets non linéaires dans les amplificateurs de puissance à fibre a commencé par la constatation expérimentale. Cette constatation n'a toutefois pas été une surprise : malgré la longueur réduite de la fibre, les fortes puissances mises en jeu créent une situation propice à l'apparition des non-linéarités.

Après la constatation de l'effet non linéaire –diffusion Brillouin stimulée ou effet Kerr–, une étude théorique s'est imposée. Les effets non linéaires étant bien connus dans les fibres passives, le point de départ des modélisations a été les travaux déjà effectués en la matière. La maîtrise de la technologie des amplificateurs utilisés, grâce aux relations avec Keopsys, a permis d'adapter les modèles théoriques existants à notre situation.

Dans le cas de l'effet Kerr, nous avons travaillé sur des impulsions d'une durée de quelques picosecondes. Expérimentalement, nous avons observé une déformation importante à partir d'1 kW de puissance crête de sortie. La modélisation qui s'en est suivie a permis d'étudier l'influence de certains paramètres de l'amplificateur, comme la longueur de la fibre et la configuration de pompage, sur le spectre de l'impulsion. Les résultats de cette modélisation suggèrent l'utilisation d'une longueur de fibre réduite ainsi qu'une configuration de pompage fortement contra-propagative.

La diffusion Brillouin stimulée a été étudiée dans le cas d'impulsion d'1 μs de durée et 50 kHz de fréquence de répétition. Des résultats très intéressants ont montré l'importance de l'onde de Stokes de deuxième ordre et son influence sur la forme de l'impulsion. Un comportement stochastique a également été observé. Nous devons constater le bon accord entre les modèles et les résultats expérimentaux, et cela malgré les nombreux paramètres qui y interviennent.

A travers cette thèse nous avons développé un bon outil de modélisation des deux effets non linéaires principaux. Celui-ci permet, dans un premier temps, l'optimisation de l'architecture de l'amplificateur. Il ajoute également un nouveau paramètre à prendre en compte lors de la conception. Au même temps, il ouvre des perspectives pour la définition de nouvelles fibres permettant la montée en puissance, fibres que s'avèrent très intéressantes dans d'autres domaines, par exemple, le lidar.

Annexe A

Transmission linéaire dans une fibre monomode

La propagation linéaire d'une impulsion optique dans une fibre est bien décrite dans la littérature. Puisqu'elle est à la base de la description des phénomènes non linéaires, nous avons considéré opportun d'inclure en annexe les notions de base.

La façon généralisée de décrire une impulsion optique est à travers son champ électrique, $\mathbf{E}(z, t)$, ayant une fréquence de porteuse ω , une constante de propagation β , une polarisation \mathbf{e} , une distribution modale transverse $F(x, y)$ et une enveloppe $A(z, t)$, à travers la relation suivante :

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = F(x, y)A(z, t)\exp(i\beta z - i\omega t)\mathbf{e} \quad (\text{A.1})$$

Les calculs sont simplifiés quand l'enveloppe varie beaucoup plus lentement que la fréquence de la porteuse (> 100 THz dans le domaine proche de l'infra-rouge). La partie du champ qui oscille rapidement peut être omise dans les calculs. De même, la distribution modale transverse, $F(x, y)$, est considérée constante le long de la fibre et n'interfère donc pas avec la propagation dans le temps et la distance. En définissant la surface effective du cœur, A_{eff} , et la rayon effectif du cœur, w_0 , comme la surface théorique dans laquelle toute l'énergie optique est confinée et uniformément distribuée, l'expression de cette distribution modale transverse peut aussi être négligée :

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} = \pi w_0^2 \quad (\text{A.2})$$

La constante de propagation, β , peut être développée en série de Taylor autour de la fréquence optique ω_0 :

$$\begin{aligned} \beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = & \beta_0(\omega_0) + \beta_1(\omega_0)[\omega - \omega_0] + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_0)[\omega - \omega_0]^2 \\ & + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_0)[\omega - \omega_0]^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega_0)[\omega - \omega_0]^4 + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

où $\beta_n = \frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n}$, $n = 0, 1, 2, \dots$

Le terme β_1 décrit la vitesse de l'enveloppe, $\beta_1 = 1/v_g$, où v_g est la vitesse de groupe. L'élargissement de l'impulsion est introduit principalement par le terme β_2 , appelé 'dispersion de vitesse de groupe' (GVD pour Group-Velocity Dispersion) :

$$\beta_2 = \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} = -\frac{1}{v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial \omega} \quad (\text{A.4})$$

En pratique, on préfère se référer à un paramètre de dispersion chromatique D , donné en fonction de la longueur d'onde λ . Il est relié au paramètre β_2 par la relation suivante :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{\omega^2}{2\pi c} \beta_2 \quad (\text{A.5})$$

Le coefficient D est normalement exprimé en [ps/(nm·km)]. Il représente l'élargissement temporel (en ps) subi par un signal dont ses deux composantes spectrales sont séparées de 1 nm après avoir traversé une fibre d'1 km. Cette grandeur résulte, en première approximation, de la somme de la dispersion du matériau D_m et de la dispersion de guide D_g . La contribution D_m est nulle autour de $\lambda_m = 1,27 \mu\text{m}$ pour la silice, et D_g est telle que la dispersion chromatique D est nulle à $\lambda_D = 1,30 \mu\text{m}$ et vaut +17 ps/(nm·km) à 1,55 μm . Pour $\lambda < \lambda_D$, D est négatif et les composantes spectrales de fréquences supérieures possèdent des vitesses de propagation moins élevées que les fréquences inférieures. Pour $\lambda > \lambda_D$, D change de signe et le phénomène s'inverse. De plus, en jouant sur la valeur de la dispersion de guide D_g , il est possible d'amener λ_D au voisinage de 1,55 μm , et de réaliser ainsi des fibres dites 'à dispersion décalée' (DSF). À cette longueur d'onde particulière, la dispersion ne disparaît pourtant pas, puisque les termes d'ordres supérieurs agissent. Ce phénomène est spécialement significatif pour les impulsions ultra-brèves.

En prenant en compte ces considérations, on peut définir la pente de la dispersion D_λ comme la dérivée de D par rapport à la longueur d'onde :

$$D_\lambda \equiv \frac{\partial D}{\partial \lambda} \quad (\text{A.6})$$

et ainsi on peut exprimer le terme β_3 , souvent appelé 'dispersion d'ordre deux', en fonction de D et de D_λ :

$$\beta_3 = \frac{\partial \beta_2}{\partial \omega} = \frac{\lambda^4}{(2\pi c)^2} \cdot \left(\frac{2}{\lambda} D + D_\lambda \right) \quad (\text{A.7})$$

Annexe B

Réseaux de diffraction

Un réseau de diffraction en configuration parallèle introduit un retard dans le temps proportionnel à la longueur d'onde de l'impulsion. Ainsi, il est possible de compresser des impulsions chirpées ou de générer du chirp dans des impulsions qui ne l'avaient pas auparavant.

La phase d'une impulsion chirpée peut être exprimée de la façon suivante :

$$g(t) = \omega t + \frac{1}{2}\beta t^2 + O(t^3) \quad (\text{B.1})$$

Si les termes d'ordre t^3 peuvent être négligés, le chirp devient linéaire et

$$\frac{dg}{dt} = \omega + \beta t \quad (\text{B.2})$$

Pour l'étude de la compression de telles impulsions, on travaille sur le temps de propagation de groupe induit par le réseau de diffraction. La variation de ce temps avec la longueur d'onde peut être compris à travers la figure B.1.

Dans un réseau de diffraction, l'angle de diffraction varie avec la longueur d'onde. La longueur du trajet PABQ pour λ est inférieure à celle PACR pour λ' . On choisit l'axe x dans la direction des rayons incident et transmis, et on prend le plan $x = 0$ comme le montre la figure. Pour un signal de fréquence ω , on considère deux

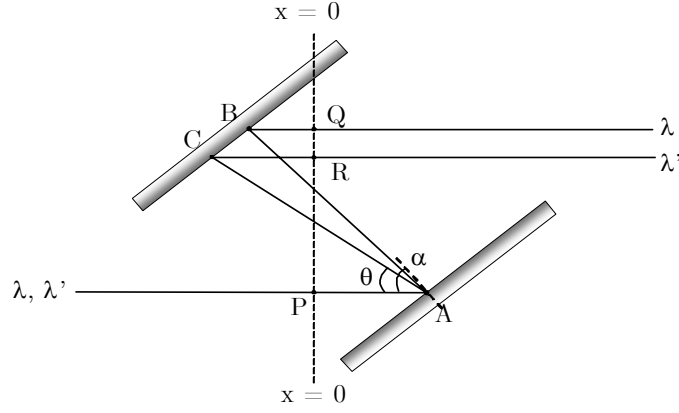


Figure B.1 Réseau de diffraction utilisé pour la compression d'impulsions. α est l'angle d'incidence, et θ est l'angle entre les rayons incident et diffracté. Le trajet des rayons sont montrés pour deux composantes, λ et λ' , avec $\lambda' > \lambda$. Les composantes avec des longueurs d'onde supérieures ont un temps de propagation de groupe plus important.

rayons monochromatiques de fréquences ω et $\delta\omega$. La forme du champ électrique à l'entrée peut être exprimée de la façon suivante :

$$\begin{aligned} & \cos\left[\frac{\omega}{c}(x-ct)\right] + \cos\left[\frac{\omega+\delta\omega}{c}(x-ct)\right] \\ &= 2 \cos\left[\frac{\omega+\delta\omega/2}{c}(x-ct)\right] \cos\left[\frac{\delta\omega}{2c}(x-ct)\right] \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

et, si on exprime les déphasages introduits dans le réseau par ϕ et $\phi + \delta\phi$ aux fréquences ω et $\omega + \delta\omega$ respectivement, le champ à la sortie prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} & \cos\left[\frac{\omega}{c}(x-ct) + \phi\right] + \cos\left[\frac{\omega+\delta\omega}{c}(x-ct) + (\phi + \delta\phi)\right] \\ &= 2 \cos\left[\frac{\omega+\delta\omega/2}{c}(x-ct) + \left(\phi + \frac{\delta\phi}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{\delta\omega}{2c}(x-ct) + \frac{\delta\phi}{2}\right] \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Ainsi, les enveloppes des impulsions d'entrée et de sortie sont proportionnelles à $\cos[(\delta\omega/2c)(x-ct)]$ et $\cos[(\delta\omega/2c)(x-ct) + \delta\phi/2]$ respectivement. Si on observe les deux champs dans le même plan $x=0$, la phase de l'entrée est nulle à $t=0$, alors que celle de la sortie est nulle à $t \equiv \tau = \partial\phi/\partial\omega$, avec τ le temps de propagation de groupe. On trouve ainsi l'expression :

$$\tau = \frac{\partial\phi(\omega)}{\partial\omega} \quad (\text{B.5})$$

Puisque la phase est proportionnelle à la constante de propagation, on peut faire l'équivalence entre les termes de τ et ceux de β :

$$\phi(\omega) = \beta(\omega) \cdot z \quad (\text{B.6})$$

avec z la distance de propagation.

En faisant un développement en série de Taylor de τ autour de ω_0 , on obtient :

$$\tau = \frac{\partial \phi}{\partial \omega} = \tau_0 + \tau_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\tau_2(\omega - \omega_0)^2 \quad (\text{B.7})$$

avec

$$\tau_0 = \frac{\partial \phi(\omega)}{\partial \omega} = z \cdot \frac{\partial \beta(\omega)}{\partial \omega} = z \cdot \beta_1 \quad (\text{B.8})$$

$$\tau_1 = \frac{\partial^2 \phi(\omega)}{\partial \omega^2} = z \cdot \frac{\partial \beta^2(\omega)}{\partial \omega^2} = z \cdot \beta_2 \quad (\text{B.9})$$

$$\tau_2 = \frac{\partial^3 \phi(\omega)}{\partial \omega^3} = z \cdot \frac{\partial \beta^3(\omega)}{\partial \omega^3} = z \cdot \beta_3 \quad (\text{B.10})$$

Ces expressions seront utilisées pour le calcul des expressions équivalentes de β_i du réseau.

La relation entre les angles α (angle d'incidence) et θ (angle entre les rayons incident et diffracté) pour la diffraction de premier ordre dans un réseau de diffraction est la suivante :

$$\sin(\alpha - \theta) + \sin(\alpha) = \frac{\lambda}{d} \quad (\text{B.11})$$

avec d la constante du réseau.

Avec des considérations géométriques (voir figure B.1), la distance entre les points nommés A et B , distance qu'on appellera b , vaut :

$$\overline{AB} \equiv b = \frac{G}{\cos(\alpha - \theta)} \quad (\text{B.12})$$

avec G la distance entre les réseaux, et la trajectoire \overline{PABQ} vaut :

$$\overline{PABQ} = b(1 + \cos\theta) \quad (\text{B.13})$$

Cette trajectoire peut être assimilée au un temps de parcours, $\overline{PABQ} = c\tau$ et alors :

$$\tau = \frac{\overline{PABQ}}{c} = \frac{b}{c}(1 + \cos\theta) = \frac{G(1 + \cos\theta)}{c \cdot \cos(\alpha - \theta)} \quad (\text{B.14})$$

Donc, pour le calcul des expressions des β_i équivalents il faut dériver l'expression ci-dessus et ensuite les diviser par b . Rappelons que θ est fonction de w , et ces deux paramètres sont reliés à l'angle d'incidence à travers (B.11).

Les résultats obtenus sont les suivants :

$$\beta_1 = \frac{1}{c}[1 + \cos\alpha \cdot \sqrt{1 - A^2} + A \cdot \sin\alpha] \quad (\text{B.15})$$

$$\beta_2 = \frac{\partial\beta_1}{\partial\omega} = -\frac{4\pi^2 c}{\omega^3 d^2 (1 - A^2)} \quad (\text{B.16})$$

$$\beta_3 = \frac{\partial^2\beta_1}{\partial\omega^2} = -\frac{4\pi^2 c}{\omega^5 d^2 (1 - A^2)^2} \left[3\omega(1 - A^2) - \frac{4\pi c A}{d} \right] \quad (\text{B.17})$$

avec $A = \frac{\lambda}{d} - \sin\alpha$. Ces expressions servent au calcul de la compression des impulsions avec un réseau de diffraction, et elles permettent de créer une équivalence avec les paramètres β_n des fibres optiques.

Liste des publications

Jaouën Y., Le Flohic M., Olmedo E., Kulcsar G. *35 kW subpicosecond pulse generation at 1.55 μm using $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ fiber amplifier*. Conference on Lasers and Electro-Optics, 2001, pp. 217-218.

Kulcsar G., Jaouën Y., Olmedo E., Le Flohic M. *40 kW sub-picosecond pulse generation using cladding-pumped $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ fibers*. European Conference on Optical Communication, 2001, vol. 3, pp. 376-377.

Jaouen Y., Olmedo E., Kulcsar G., Canat G., Le Flohic M. *Pulse distortion induced by stimulated Brillouin scattering in high power double-clad $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ doped fiber amplifier*. Optical Fiber Communication conference, 2003, vol. 2, FB6, pp. 632-633.

Kulcsar G., Jaouën Y., Canat G., Olmedo E., Debarge G. *Multiple-stokes stimulated Brillouin scattering generation in pulsed high-power double-cladding $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ codoped fiber amplifier*. IEEE Photonics Technology Letters, 2003, vol. 15, n° 6, pp. 801-803.

Kulcsar G., Jaouën Y., Olmedo E., Canat G. *Maximizing energy extraction from $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ doped fiber amplifier in shaped microsecond pulses*. Conference on Lasers and Electro-Optics, 2003, papier CMK6.

Jaouen Y., Bordais S., Olmedo E., Kulcsar G., Allain J.Y. *High power cladding pumped $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ fiber amplifiers: technologies, performances and impact of nonlinear effects*. Annales des Télécommunications, 2003, vol. 58, n° 11-12.

